

ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE:

524

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
C.N.R.S. sous le N°

A.O. 3463

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Henri SERGOLLE

PREMIÈRE THÈSE

"Etude de quelques noyaux de Tellure de masse impaire."

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 4/7/1969 devant la Commission d'examen.

MM. TEILLAC J.

Président

JEAN
VALENTIN J.
Melle ALBOUY

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Henri SERGOLLE

PREMIÈRE THÈSE

"Etude de quelques noyaux de Tellure de masse impaire."

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 4/7/1969 devant la Commission d'examen.

MM. TEILLAC J.

Président

JEAN
VALENTIN J.
Melle ALBOUY

} Examineurs



J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur J. TEILLAC qui m'a suggéré ce travail dont il a suivi la progression avec attention et bienveillance.

Mademoiselle G. ALBOUY a constamment guidé et stimulé ces recherches auxquelles elle a apporté une efficace contribution. Je l'en remercie chaleureusement.

Une grande partie des résultats expérimentaux est le fruit d'un travail d'équipe. Il m'est agréable de remercier pour leur amical concours Jean-Marie LAGRANGE, Michèle PAUTRAT, Nina POFFE, ainsi que Jean VANHORENBEECK qui m'a de plus, par de nombreuses discussions, aidé dans l'interprétation des résultats et la rédaction de ce mémoire, de même que Mme V. LOPAC, MM. O. BOHIGAS et J. TOUCHARD.

Les détecteurs au germanium que MM. Luc MARCUS et Alain BARBIER ont aimablement mis à notre disposition ont grandement facilité le travail expérimental. Je les en remercie vivement.

Je tiens à associer à ces remerciements toutes les personnes du laboratoire sans l'aide desquelles ce travail n'aurait pu être mené à bien, et tout particulièrement les équipes du Cyclotron à Energie Variable et du Synchrocyclotron, et MM. J. OBERT et J. FOURNET qui ont effectué avec dévouement et efficacité de nombreuses séparations isotopiques.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552201_0029

TABLE DES MATIERES

I - INTRODUCTION	1
II - ASPECTS THEORIQUES	3
II.1 - Généralités : couplage faible, couplage intermédiaire	3
II.2 - Calculs de Glendenning	4
II.3 - Calculs microscopiques	4
III - TECHNIQUES EXPERIMENTALES	11
III.1 - Expériences de spectroscopie	11
III.2 - Expériences d'excitation coulombienne	17
IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX	25
IV.1 - Noyau ^{125}Te	25
IV.2 - Noyau ^{123}Te	29
IV.3 - Noyau ^{121}Te	35
IV.4 - Noyau ^{119}Te	39
IV.5 - Noyau ^{117}Te	44
V - DISCUSSION	46
V.1 - Les premiers niveaux $1/2+$, $3/2+$ et $11/2-$	46
V.2 - Niveaux à parité négative	52
V.3 - Les niveaux à caractère collectif	53
V.4 - Comparaison globale des résultats expérimentaux et des calculs théoriques	58
V.5 - Comparaison des propriétés des isotopes de masse impaire d'étain, de tellure et de xénon	61
VI - CONCLUSION	63

I - INTRODUCTION

Les noyaux de masse impaire possèdent en général un assez grand nombre d'états excités de basse énergie. Quelques uns de ces niveaux se comportent comme des états individuels, d'autres semblent au contraire correspondre à des mouvements collectifs du noyau. BOHR et MOTTELSON ont tenté de rendre compte des propriétés observées en couplant les états de particule du nucléon célibataire avec les états collectifs du coeur pair-pair (1). L'élaboration d'un tel modèle implique la connaissance des deux types d'excitations considérées. Les états collectifs des noyaux possédant un nombre de nucléons peu différent d'un nombre magique ont été d'abord interprétés comme résultant de vibrations de la surface nucléaire, et décrits par le modèle à phonons.

Les premiers niveaux excités des isotopes du tellure ($Z = 52$) de masse paire comprise entre 120 et 130, présentent un caractère nettement collectif, comme le montrent les mesures d'excitation coulombienne (2). Leurs propriétés s'accordent assez bien avec les prévisions du modèle vibrationnel :

- Deux niveaux 2^+ et 4^+ existent dans tous ces isotopes à une énergie sensiblement double de celle du premier état excité 2^+ ; un état 0^+ a été mis en évidence dans ^{122}Te à partir de la désintégration de ^{122}Sb et ^{122}I (8) et confirmé par réaction (p, p') (3).
- Les niveaux 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , de la bande quasi-rotationnelle (4) construite sur l'état fondamental ont été étudiés par réaction $\text{Sn}(\alpha, 2n)$. Les rapports d'énergies de niveaux E_{4^+}/E_{2^+} et E_{6^+}/E_{2^+} s'écartent peu de 2 et 3 respectivement, valeurs fournies par le modèle vibrationnel (5) ; ces mêmes rapports prennent pour les isotopes du xénon, baryum et cérium des valeurs de plus en plus élevées, intermédiaires entre les prévisions des modèles vibrationnel et rotationnel.

Certes, le modèle vibrationnel ne peut expliquer le moment quadrupolaire non nul mesuré pour le premier état excité 2^+ des isotopes de masse 122, 126 et 128 (6). De même, il ne rend pas compte des valeurs non nulles (mais tout de même très faibles) (7 et 8) des probabilités de transition réduite $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ et $B(M1; 2^+ \rightarrow 2^+)$. De sorte que pour interpréter quantitativement avec plus de précision l'ensemble des propriétés observées pour ces isotopes pairs, et notamment les propriétés relatives aux nombreux niveaux excités situés aux environs de 2 MeV (8), il faut faire appel à des calculs théoriques plus complexes. Cependant le fait que le modèle vibrationnel explique qualitativement les caractéristiques des premiers niveaux, justifie que, pour l'étude théorique des noyaux de masse impaire, les excitations du coeur pair-pair sont identifiées avec les états de phonon dans la plupart des calculs. GLENDENNING (9) a ainsi obtenu le spectre des niveaux d'énergie des isotopes du tellure de masse 125 et 123, en diagonalisant l'hamiltonien total du modèle unifié sur des états de base comportant jusqu'à trois phonons. Plus récemment, KISSLINGER et SORENSEN (10) ont rendu compte des propriétés des noyaux sphériques en développant des calculs microscopiques basés sur une interaction nucléon-nucléon comprenant d'une part une force d'appariement qui permet d'établir les états de quasi-particule et d'autre part une force à longue portée (force quadrupolaire) responsable des états collectifs. Pour les noyaux impairs, ces deux types d'excitations se situent à basse énergie, et sont toutes deux considérées, de même que leurs interactions. On peut alors en déduire certaines caractéristiques, telles que probabilités de transition, moment quadrupolaire et moment magnétique des premiers niveaux. Ces calculs cherchent à rendre compte des propriétés d'un large ensemble de noyaux, plutôt qu'à reproduire avec précision celles de l'un d'entre eux. Aussi importe-t-il de disposer de nombreux résultats expérimentaux relatifs à plusieurs noyaux voisins, afin de les comparer à ces données théoriques.

Nous avons étudié les isotopes du tellure de masse impaire comprise entre 125 et 117. Les isotopes plus lourds (129, 127) ont déjà fait l'objet de plusieurs travaux, par radioactivité (11) ou réactions nucléaires (d, p) et (d, t) (12). L'étude à l'aide de

scintillateurs NaI (Tl), des γ associés à la désintégration de ^{125}Sb a permis à plusieurs auteurs de proposer un schéma des premiers niveaux excités de ^{125}Te (13). Quelques désaccords subsistent entre ces différents résultats et ceux obtenus à partir de la détection des électrons de conversion (14). Nous avons précisé ce schéma de niveaux et complété celui du ^{123}Te . Des expériences d'excitation coulombienne de ces deux isotopes, ainsi que des mesures de corrélation angulaire dans ^{123}Te , fournissent des données quantitatives concernant des transitions électromagnétiques observées dans ces noyaux. À partir de la désintégration des isotopes de l'iode déficients en neutrons, nous avons établi les schémas de niveaux partiels des noyaux de tellure de masse 121, 119 et 117, jusqu'à présent très peu connus.

Le chapitre II résume les méthodes de calculs théoriques effectués sur ces noyaux. Les techniques expérimentales utilisées sont décrites dans la IIIème partie. La IVème contient les résultats qui sont ensuite discutés dans le dernier chapitre.

II - ASPECTS THEORIQUES

Il existe relativement peu de calculs sur les noyaux sphériques de masse impaire, la plupart des travaux théoriques étant consacrés aux noyaux pairs, dont le spectre des niveaux de basse énergie semble plus facile à interpréter.

II.1 - GENERALITES : COUPLAGE FAIBLE, COUPLAGE INTERMEDIAIRE

Les premiers modèles développés pour traiter ces noyaux considèrent deux types d'excitations: les excitations de particules auxquelles on peut associer une fréquence ω_p , et les excitations collectives de fréquence ω_c . Lorsque $\omega_p \gg \omega_c$, l'hypothèse adiabatique permet d'écrire la fonction d'onde sous la forme du produit de la fonction d'onde associée au mouvement des particules par la fonction d'onde associée au mouvement collectif.

Lorsque ω_p et ω_c sont du même ordre de grandeur, il existe une interaction entre les mouvements individuel et collectif. Le noyau doit alors être considéré comme un système couplé comportant des degrés de liberté intrinsèques et collectifs.

L'hamiltonien d'un tel système s'écrit (1)

$$H = H_{col} + H_p + H_{int} \quad (II.1)$$

H_p représente l'hamiltonien des particules, H_{col} celui du mouvement collectif. Le terme d'interaction H_{int} dépend des coordonnées collectives et individuelles. Il est difficile de trouver les fonctions propres et valeurs propres de H dans le cas général. Plusieurs approximations sont utilisées; elles dépendent de l'importance du terme d'interaction par rapport à $H_0 = H_{col} + H_p$. Le cas du couplage fort (noyaux déformés) se ramène à l'hypothèse adiabatique. Dans le cas, étudié ici, de noyaux peu éloignés d'une couche magique, H_{int} n'est pas très grand et l'on peut alors utiliser parfois l'approximation du couplage faible, le plus souvent celle du couplage intermédiaire.

Appelons $|J_c j, JM\rangle$ la fonction propre de H_0 , produit des fonctions propres de H_{col} et H_p . Dans cette expression J_c représente le moment angulaire associé au mouvement collectif, j le moment angulaire associé au mouvement de particule. Le moment angulaire résultant J possède une composante $J_z = M$ sur l'axe de quantification.

II.1 - 1 - Couplage faible

En l'absence d'interaction, les états possédant une même valeur de J_c et j forment un multiplet dégénéré d'énergie $E_{col} + E_p$, le moment angulaire J pouvant prendre les valeurs comprises entre $|J_c - j|$ et $J_c + j$. L'interaction entre les deux mouvements lève la dégénérescence et introduit un intervalle en énergie entre les différentes composantes du multiplet que l'on peut calculer par la méthode des perturbations. La fonction $|J_c, j, JM\rangle$ constitue la fonction d'onde dans l'approximation d'ordre zéro. La fonction d'onde $|\psi_{JM}\rangle$ de chacun des niveaux s'écrit sous la forme d'un développement:

$$|\psi_{JM}\rangle = \sum_{j, J_c} a_{j, J_c} |J_c j, JM\rangle \quad (II.2)$$

Les coefficients a_{j, J_c} se calculent par la méthode des perturbations. Outre les considérations sur les énergies, ce mode de couplage affecte fortement les probabilités de transition électromagnétiques entre les différents états: ainsi les probabilités de

transition réduite E2 de chacun des membres du multiplet vers l'état fondamental sont égales entr'elles et égales à la probabilité de transition réduite B(E2 ; 2+ → 0+) du coeur pair-pair.

II.1 - 2 - Couplage intermédiaire

Dans le cas où le terme d'interaction n'est pas assez petit pour qu'un calcul par perturbations puisse être effectué, on peut toujours prendre les fonctions propres de H_0 comme fonctions de base et développer la fonction d'onde d'un état sous la forme (II.2). Mais dans ce cas, les valeurs propres de l'énergie ainsi que les amplitudes du mélange de configurations s'obtiennent en diagonalisant l'hamiltonien total H sur les fonctions propres $|J_c j, JM\rangle$ de H_0 . On n'a plus les relations simples mentionnées au II.1 a entre les différentes probabilités de transition. Celles-ci sont alors sensibles au mélange de configurations.

Dans ce qui précède, aucune hypothèse n'est effectuée sur la nature des mouvements collectif et individuel considérés. Pratiquement, un noyau impair est supposé formé d'un coeur pair-pair présentant des excitations collectives et d'un nucléon célibataire. Dans les premiers calculs effectués pour des noyaux sphériques, les états collectifs du coeur sont identifiés avec les états de phonons du modèle vibrationnel. Dans certains calculs théoriques plus récents, l'hamiltonien, mis sous la forme (II.1), comporte des états de phonon décrits de manière microscopique.

II.2 - CALCULS DE GLENDENNING RELATIFS AUX ISOTOPES 123 et ^{125}Te

Il s'agit de calculs de couplage intermédiaire effectués dans le cadre du modèle unifié comme il vient d'être décrit au II.1 - 2. Le nucléon célibataire peut occuper un état du modèle des couches. Le coeur est susceptible de vibrations harmoniques : la partie H_{col} de l'hamiltonien (II.1) a pour expression

$$H_{\text{col}} = \frac{1}{2} \sum_{\mu} (B |\dot{a}_{2\mu}|^2 + C |a_{2\mu}|^2)$$

Le terme d'interaction s'écrit :

$$H_{\text{int}} = -k(r) \sum_{\mu} a_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \Phi) = -\xi \left(\frac{2\pi\hbar\omega C}{5} \right)^{1/2} \sum_{\mu} a_{2\mu} \cdot Y_{2\mu}^*(\theta, \Phi) \quad (\text{II.3})$$

où ξ apparaît comme une constante de couplage sans dimensions. GLENDENNING (9) a calculé les niveaux d'énergie des noyaux 123 et ^{125}Te et 127 et ^{129}Xe ; le nucléon impair peut occuper les états s 1/2 et d 3/2, susceptibles d'interagir avec les états à 0, 1, 2 ou 3 phonons du coeur. Trois types de paramètres interviennent dans ces calculs :

- l'énergie de phonon $\hbar\omega$, déduite des isotopes pairs-pairs voisins
- la différence $\epsilon = \epsilon_{3/2} - \epsilon_{1/2}$ entre les énergies de particule indépendante.
- la force de couplage.

Ces deux derniers paramètres ont été ajustés de manière à fournir un accord aussi bon que possible entre les énergies calculées et expérimentales. La même valeur du paramètre d'interaction ξ a été utilisée pour les quatre isotopes ci-dessus. Pour obtenir un accord convenable, il est nécessaire d'ajuster les énergies de particules ϵ_j pour chaque isotope considéré. Ce choix est effectué de manière empirique.

II.3 - CALCULS MICROSCOPIQUES

II.3 - 1 - Forme de l'hamiltonien ; paramètres utilisés

Des calculs microscopiques sur divers isotopes du tellure ont été effectués

par KISSLINGER et SORENSEN dans une étude (10) visant à rendre compte des propriétés d'un ensemble de noyaux sphériques de numéro atomique compris entre 28 (nickel) et 82 (plomb). Les modes d'excitations considérés sont les états de phonon et les états de quasi-particule. Le modèle en couches constitue le point de départ. L'interaction résiduelle est représentée par une force à deux composantes, l'une à courte portée (force d'appariement) et l'autre à longue portée (force quadrupolaire). L'hamiltonien du système nucléaire a pour expression, dans le formalisme de seconde quantification

$$\begin{aligned}
 H = \sum_{jm} \sum_{\xi} \epsilon_j^{\xi} a_{jm}^{+\xi} a_{jm}^{\xi} - \underbrace{\frac{1}{4} \sum_{jj' mm'} G_{\xi}^{\xi} a_{j'm'}^{+\xi} a_{j'-m'}^{+\xi} a_{j-m}^{\xi} a_{jm}^{\xi}}_{\text{appariement}} \\
 - \underbrace{\frac{1}{2} \chi_p \hat{Q}^p \cdot \hat{Q}^p - \frac{1}{2} \chi_n \hat{Q}^n \cdot \hat{Q}^n - \frac{1}{2} \chi_{np} (\hat{Q}^p \cdot \hat{Q}^n + \hat{Q}^n \cdot \hat{Q}^p)}_{\text{quadrupolaire}}
 \end{aligned} \quad (II.4)$$

a_{jm}^{+} (et a_{jm}) sont les opérateurs de création (et d'annihilation) d'une particule dans l'état du modèle en couches caractérisé par les nombres quantiques j et m . L'indice ξ précise la nature du nucléon (proton ou neutron). Q représente l'opérateur d'interaction quadrupolaire

$$Q_{\mu}^{\xi} = \sum_{jj' mm'} \langle j'm' | r^2 Y_{2\mu} | jm \rangle a_{j'm'}^{+\xi} a_{jm}^{\xi} \quad (II.5)$$

Seules, les particules hors des couches fermées sont explicitement prises en considération.

L'expression (II.4) de l'hamiltonien met en évidence les paramètres introduits dans ces calculs :

- Les énergies de particules indépendantes ϵ_j : elles dépendent faiblement du nombre de masse A du noyau considéré (la séparation des ϵ_j varie comme $A^{-1/3}$ et comporte un terme spin-orbite proportionnel à $A^{-2/3}$) ; mais à ces légères variations près elles sont choisies par KISSLINGER et SORENSEN de manière unique pour l'ensemble des noyaux étudiés.
- Puisque neutrons et protons se situent dans des états différents du modèle en couches, on suppose que la force d'appariement n'agit qu'entre neutrons et protons séparément. Deux paramètres G_p et G_n sont alors nécessaires pour en rendre compte. Pour les calculs de la référence (10), ces deux paramètres ont été choisis égaux

$$G_p = G_n \approx \frac{23}{A} \text{ MeV}$$

- La force quadrupolaire agit entre tous les nucléons ; trois paramètres χ_n , χ_p et χ_{np} la décrivent. KISSLINGER et SORENSEN les prennent égaux.

II. 3 - 2 - Traitement de l'hamiltonien

Lorsque les paramètres sont fixés, l'hamiltonien est traité comme suit : la partie constituée des deux premiers termes (énergie des particules indépendantes et énergie d'appariement) est approximativement diagonalisée grâce à la transformation canonique de BOGOLIUBOV-VALATIN. La force quadrupolaire est ensuite considérée comme une interaction entre les états de quasi-particules et traitée par la méthode des phases aléatoires (Q.R.P.A.). Cette méthode permet d'introduire les états de phonons. Pour les noyaux impairs, la transformation effectuée met en évidence un terme

d'interaction entre états de quasi-particules et de phonons. L'hamiltonien obtenu est alors traité par la méthode du couplage intermédiaire.

II. 3 - 2 - 1) Les états de quasi-particule : La transformation canonique de BOGOLIUBOV-VALATIN introduit les opérateurs de création α_{jm}^+ (et d'annihilation α_{jm}) de quasi-particules définis par :

$$\begin{aligned}\alpha_{jm}^+ &= U_j a_{jm}^+ + (-)^{j+m} V_j a_{j-m} \\ \alpha_{jm} &= U_j a_{jm} + (-)^{j+m} V_j a_{j-m}^+\end{aligned}\quad (II.6)$$

Les interactions à courte portée entre protons et neutrons étant négligées, la transformation (II.6) est appliquée séparément aux protons et aux neutrons hors des couches fermées. Dans la suite, l'indice j ne figure pas explicitement dans les formules ; les opérateurs considérés s'appliquent alors à des nucléons de même nature. Dans le cas contraire, cette nature sera précisée. Les termes V_j^2 (et U_j^2) représentent respectivement les probabilités pour que l'état j du modèle en couches soit occupé (inoccupé). On a évidemment :

$$U_j^2 + V_j^2 = 1 \quad (II.7)$$

La transformation canonique définie par les relations (II.6) mélange des états correspondant à des nombres différents de nucléons. Soit

$$N = \sum_{jm} a_{jm}^+ a_{jm}$$

l'opérateur nombre de particules. On exige comme condition que la valeur moyenne de N prise sur le vide de quasi-particule soit égale au nombre n de nucléons de l'espèce considérée situés dans la dernière couche non remplie. La distribution la plus favorable des paires s'obtient par une méthode variationnelle : on définit l'hamiltonien auxiliaire

$$\mathcal{H} = H_0 - \lambda N$$

où H_0 est l'hamiltonien initial comprenant l'énergie des particules indépendantes et l'énergie d'appariement, et N l'opérateur défini ci-dessus. Le multiplicateur de LAGRANGE λ ainsi introduit, constitue l'énergie de Fermi du système de nucléons étudié. La condition d'extrémum exprime que l'énergie de l'état fondamental du système étudié est minimum.

Partant des énergies de particules ϵ_j et de la force d'appariement G qui constituent les paramètres initiaux, les deux conditions ci-dessus permettent de calculer l'énergie de Fermi λ et le demi-intervalle d'énergie (gap) Δ défini par

$$\Delta = \frac{G}{2} \sum_j (2j+1) U_j V_j \quad (II.8)$$

On peut alors, grâce aux relations ci-dessous (II.9), déterminer les énergies de quasi-particule E_j et les probabilités d'occupation U_j^2 (et V_j^2) caractéristiques d'un état nucléaire.

$$\begin{aligned}E_j &= [(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2} \\ U_j^2 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_j - \lambda}{E_j} \right) & V_j^2 &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_j - \lambda}{E_j} \right)\end{aligned}\quad (II.9)$$

II. 3 - 2 - 2) L'interaction quadrupolaire : dans la représentation des quasi-particules, l'opérateur $\hat{Q}_\mu$ d'interaction quadrupolaire défini par la relation (II.5) s'écrit :

$$\hat{Q}_\mu = \frac{1}{275} \sum_{jj'} \langle j' || r^2 Y_2 || j \rangle \left\{ (U_j V_{j'} + U_{j'} V_j) [A^\dagger(jj'2\mu) + (-)^\mu A(jj'2-\mu)] + (U_j U_{j'} - V_j V_{j'}) [\eta(jj'2\mu) + (-)^\mu \eta(jj'2-\mu)] \right\} \quad (II.10)$$

Dans cette expression, $A^\dagger(j_1 j_2 \lambda \mu) = \sum_{m_1 m_2} (j_1 j_2 m_1 m_2 | \lambda \mu) \alpha_{j_1 m_1}^\dagger \alpha_{j_2 m_2}^\dagger$ représente l'opérateur de création de deux quasi-particules couplées au moment angulaire λ et μ et

$$\eta(jj' \lambda \mu) = \sum_{m_1 m_2} (j j_2 m_1 m_2 | \lambda \mu) \alpha_{j_2 m_2}^\dagger \alpha_{j_1 m_1}$$

est une combinaison linéaire d'opérateurs provoquant la diffusion d'une quasi-particule. $(j_1 j_2 m_1 m_2 | \lambda \mu)$ est un coefficient de Clebsch-Gordan.

La partie de l'hamiltonien de départ (II.4) qui contient les termes responsables de l'interaction quadrupolaire peut alors se mettre sous la forme :

$$H_{\text{quadrupolaire}} = H_{Q_1} + H_{Q_2} + H_{Q_3}$$

Dans chacune des trois parties sont regroupées les opérateurs de même nature :
- H_{Q_1} s'exprime uniquement à l'aide d'opérateurs $A^\dagger$ et A . Il est constitué d'une combinaison de termes proportionnels à

$$[(-)^\mu A^\dagger(j_2 j_2' 2-\mu) + A(j_2 j_2' 2\mu)] [A^\dagger(j_1 j_1' 2\mu) + (-)^\mu A(j_1 j_1' 2-\mu)]$$

Il constitue le terme prédominant pour les noyaux pairs (10 et 15)

- H_{Q_2} contient une somme d'opérateurs de la forme

$$[A^\dagger(j_2 j_2' 2\mu) + (-)^\mu A(j_2 j_2' 2-\mu)] [(-)^\mu \eta(j_1 j_1' 2-\mu) + \eta(j_1 j_1' 2\mu)]$$

Il devient important pour les noyaux de masse impaire.

- H_{Q_3} qui ne renferme que de termes η ne joue de rôle notable que dans les noyaux impairs-impairs, et sera négligé par la suite.

Noyaux pairs : dans ces noyaux, où seul le terme H_{Q_1} est considéré, l'approximation des quasi-bosons permet de calculer l'effet de l'interaction quadrupolaire. Cette approximation consiste à identifier la règle de commutation des opérateurs $A^\dagger$ et A précédemment définis, à celle des bosons. Il faut pour cela négliger les termes de la forme $\alpha^\dagger \alpha$ diffusant une quasi-particule, qui apparaissent lorsque l'on explicite le commutateur $[A^\dagger, A]$. On définit l'opérateur de création de phonon par

$$B^+ = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} [r(j_1 j_2) A^\dagger(j_1 j_2 2\mu) - (-)^\mu s(j_1 j_2) A(j_1 j_2 2-\mu)] \quad (II.11)$$

La sommation s'effectue sur toutes les paires de protons et de neutrons hors d'une couche fermée. B^+ présente avec l'hamiltonien la règle de commutation suivante :

$$[H, B_\omega^+] = \hbar \omega B_\omega^+$$

La relation (II.12) implique que si $|\Psi\rangle$ est fonction propre de H avec la valeur propre E , la fonction $B_\omega^+ |\Psi\rangle$ est fonction propre de l'hamiltonien avec la valeur propre $(\hbar \omega + E)$. L'opérateur B^+ est l'opérateur créant l'excitation collective. Celle-ci apparaît

comme une combinaison linéaire de configurations à deux quasi-particules. Elle est collective en ce sens que les différentes configurations donnent des contributions cohérentes pour l'abaissement en énergie et la probabilité de transition quadrupolaire entre l'état 2^+ ainsi obtenu et le niveau fondamental.

Noyaux de masse impaire : pour ces noyaux, les deux termes H_{Q_1} et H_{Q_2} interviennent.

Un noyau de masse impaire est considéré comme constitué d'un coeur pair-pair dont les vibrations collectives sont décrites pour les opérateurs de création de phonon précédemment définis, et d'une quasi-particule qui interagit avec le coeur, soit :

$$H = \sum_k E_k \alpha_k^\dagger \alpha_k + \sum_\mu \hbar\omega B_\mu^\dagger B_\mu + H_{\text{int}} \quad (\text{II.12})$$

Le terme d'interaction a la forme

$$H_{\text{int}} = \chi K(\omega, G, \epsilon_j) \sum_{jj'} f_{jj'} \eta_{jj'} (B^\dagger + B) \quad (\text{II.13})$$

Dans la relation (II.13), la quantité K dépend du paramètre d'appariement G , des énergies de particules ϵ_j et de l'énergie $\hbar\omega$ du phonon. Les noyaux pairs-pairs voisins fournissent la valeur de $\hbar\omega$. Les coefficients $f(jj')$ sont calculés ; ils contiennent notamment le facteur $U_j U_{j'} - V_j V_{j'}$. Les opérateurs de création de phonon et de quasi-particule sont traités comme des grandeurs indépendantes, ce qui implique

$$[B_\omega, \alpha_k^\dagger] = 0 \quad (\text{II.14})$$

L'égalité (II.14) n'est pas rigoureuse ; elle viole partiellement le principe de Pauli. Elle serait exacte si l'état de quasi-particule considéré n'intervenait pas lorsqu'on définit l'opérateur de création de phonon (effet de blocage). L'hypothèse que le commutateur ci-dessus est nul peut se trouver justifiée si le phonon ne contient qu'une faible amplitude de l'état de quasi-particule k .

II. 3 - 3 - Applications

II. 3 - 3 - 1) Fonction d'onde d'un état nucléaire : KISSLINGER et SORENSEN ont calculé les fonctions d'onde d'états à une quasi-particule couplés avec 0, 1 ou 2 phonons. Cette fonction d'onde $|\Psi\rangle$ s'écrit sous la forme du développement

$$|\Psi\rangle = C_{j00}^j \alpha_j^\dagger |\Psi_0\rangle + \sum_{j'} C_{j'12}^j [\alpha_j^\dagger B^\dagger]_j |\Psi_0\rangle + \sum_{j''} C_{j'2J}^j [\alpha_j^\dagger (B^\dagger B^\dagger)_J]_{j''} |\Psi_0\rangle \quad (\text{II.15})$$

Dans cette expression, $|\Psi_0\rangle$, état fondamental du coeur pair-pair, constitue le vide de phonon. Le coefficient $C_{j'\alpha\beta}^j$ représente l'amplitude de la composante comportant une quasi-particule de moment angulaire j' couplée à α phonons (de moment angulaire résultant β) pour donner le moment angulaire j . Ces coefficients sont tabulés. L'analyse de cette fonction d'onde permet de donner des informations sur la structure du niveau étudié : si C_{j00}^j est voisin de l'unité le niveau considéré apparaît comme un niveau à une quasi-particule.

II. 3 - 3 - 2) Quelques estimations de probabilités de transition électromagnétique :

compte-tenu de la forme de la fonction d'onde des états excités d'un noyau impair, le calcul de la probabilité d'une transition électromagnétique fait apparaître deux sortes de

termes :

- des éléments de matrice entre configurations de quasi-particule ; dans ce cas, les corrélations de paires introduisent un facteur de retard qui dépend des paramètres d'occupation U_i et V_j et des propriétés de renversement par rapport au temps de l'opérateur multipolaire considéré. Son élément de matrice entre deux états de quasi-particule a pour expression :

$$\langle \Psi_0^0 \alpha_{j_f m_f} | \theta(\lambda \mu) | \alpha_{j_i m_i}^+ \Psi_0^0 \rangle = [U_f U_i - (-)^T V_f V_i] \langle j_f m_f | \theta(\lambda \mu) | j_i m_i \rangle$$

où $|\Psi_0^0\rangle$ est le vide de quasi-particule. Dans le facteur de retard $[U_f U_i - (-)^T V_f V_i]$ le terme $(-)^T$ est égal à +1 pour une transition électrique et à -1 pour une transition magnétique.

- des éléments de matrice entre configurations différant par le nombre de phonons ; les transitions γ peuvent alors être accélérées. SORENSSEN a estimé les probabilités de transition $B(E2)$ (16) et $B(M1)$ (17). Les formules ci-dessous, issues de ces calculs, ont été utilisées pour évaluer les probabilités de transition réduite de plusieurs transitions du ^{125}Te , les composantes des diverses configurations de la fonction d'onde de chaque état étant tabulées par ailleurs (10 et 32).

$$\begin{aligned} \frac{B(E2)_{j_i \rightarrow j_f}}{2j_f + 1} = & \left| C_{j_i 00}^{j_i} C_{j_f 00}^{j_f} e_{\text{eff}} \cdot \frac{\langle r^2 | i \rangle}{\sqrt{4\pi}} (-)^{j_f - \frac{1}{2}} (j_i j_f \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 20) (U_i U_f - V_i V_f) \right. \\ & \left. + \left[\frac{B(E2)_{0+ \rightarrow 2+}}{5} \right]^{1/2} (-)^{j_i - j_f} (2j_f + 1)^{1/2} C_{j_f 00}^{j_f} C_{j_f 22}^{j_i} + (2j_i + 1)^{1/2} C_{j_i 12}^{j_f} C_{j_i 00}^{j_i} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{II.16})$$

avec $e_{\text{eff}} = 1$ (neutron)

$$\langle r^2 | i \rangle = \frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3} \quad \text{et} \quad r_0 = 1,45 \text{ fermi}$$

$B(E2)_{0+ \rightarrow 2+}$ = moyenne des valeurs expérimentales pour les 2 isotopes pairs voisins.

Pour établir la relation (II.16) SORENSSEN identifie le vide de quasi-particule $|\Psi_0^0\rangle$ avec l'état fondamental $|\Psi_0^0\rangle$ du cœur pair-pair ; par ailleurs, il néglige l'influence des configurations comportant plus de un phonon, dont l'amplitude est toujours très faible pour les niveaux considérés.

$$B(M1)_{j_i \rightarrow j_f} = \frac{3}{4\pi(2j_i + 1)} \left| \langle \Psi_f || \mu || \Psi_i \rangle \right|^2 \quad (\text{II.17})$$

Avec

$$\begin{aligned} \langle \Psi_f || \mu || \Psi_i \rangle = & \sum_{jj'} C_{j12}^{j_i} C_{j'12}^{j_f} (2j_i + 1)^{1/2} (2j_f + 1)^{1/2} (-)^{j+j_i} \\ & \times \left\{ W(j' j_f j j_i; 21) \langle \Psi_0 \alpha_j || \mu_P || \alpha_j^+ \Psi_0 \rangle + W(2j_f 2j_i; j1) \delta_{jj'} g_R \frac{e\hbar}{2mc} \langle \Psi_0 B || R || B^+ \Psi_0 \rangle \right\} \end{aligned}$$

Dans cette expression, les coefficients W sont des coefficients de Racah. Les expressions des éléments de matrice réduits sont explicitées dans la référence (17) pour différentes valeurs de j et j' . Ces probabilités de transition réduite sont comparées aux valeurs expérimentales, déduites

soit d'expériences d'excitation coulombienne soit de mesures de vie moyenne d'état excité. Dans ce dernier cas, les $B(E2)$ et $B(M1)$ sont reliées à la période du niveau par la formule

$$\lambda(\gamma_{E2})_{\text{sec}^{-1}} = \frac{\text{Log } 2}{T_{1/2}} \times \frac{\delta^2}{1+\delta^2} \times \frac{1}{1+\alpha_{\text{Total}}} = 1,24 \times 10^{13} \times E^5 (\text{MeV}) \times B(E2; \downarrow) e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4 \quad (\text{II.18})$$

$$\lambda(\gamma_{M1})_{\text{sec}^{-1}} = \frac{\text{Log } 2}{T_{1/2}} \times \frac{1}{1+\delta^2} \times \frac{1}{1+\alpha_{\text{Total}}} = 1,77 \times 10^{13} \times E^3 (\text{MeV}) \times B(M1; \downarrow) \left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2$$

Le coefficient de conversion total α_{Total} est déterminé expérimentalement ou pris dans les tables de SLIV et BAND. Afin de comparer ces valeurs aux estimations de WEISSKOPF, les probabilités de transition réduites pour une particule indépendante (neutron) sont calculées à l'aide des formules suivantes :

$$\frac{B(E2; j_i \rightarrow j_f)_{\text{SP}}}{2j_f + 1} = 3,6 \times 10^{-3} \left| \left(j_i j_f \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \mid 20 \right) \right|^2$$

en unité $e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$ et pour $A = 123$

(II.19)

$$\frac{B(M1; j_i \rightarrow j_f)_{\text{SP}}}{2j_f + 1} = 1,16 \left| \left(j_i j_f \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \mid 10 \right) \right|^2$$

en unité $\left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2$

III - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

III.1 - EXPERIENCES DE SPECTROSCOPIE

III.1 - 1 - Production des sources radioactives

Les premiers niveaux excités du ^{125}Te sont nourris par la désintégration β^- de ^{125}Sb . Celui-ci, de période assez longue ($T_{1/2} = 2.7 \text{ a}$) est formé par désintégration de ^{125}Sn , lui même obtenu par réaction $\text{Sn}(n, \gamma)$.

Les isotopes plus légers du tellure résultent de la désintégration β^+ ou capture électronique des isobares de l'iode. Ces derniers sont formés par réaction de spallation $\text{Te}(p, xn)$. On bombarde à cet effet une cible de tellure naturel avec les protons accélérés par le synchrocyclotron. L'énergie d'irradiation est choisie de manière à optimiser la formation de l'isotope cherché (18). Une séparation physique, basée sur la volatilité de l'iode, précède une séparation isotopique. La source radioactive obtenue sur support d'aluminium au second étage du séparateur d'isotope est directement utilisée pour l'enregistrement des spectres γ directs, des électrons de conversion et des spectres de coïncidences γ - γ . Il s'écoule une dizaine de minutes entre la fin de l'irradiation et le début des mesures.

Les sources ainsi obtenues peuvent contenir, outre l'isotope souhaité, des traces en proportions variables (quelques $\%$) des isotopes d'iode de masse voisine. La présence de traces de ^{129}I ne s'avère pas gênante dans les sources de ^{127}I ou ^{129}I , car il a décru lorsque commencent les mesures ($T_{1/2} = 3.6 \text{ mn}$). Les transitions γ associées aux désintégrations de ^{124}I , ^{126}I , ^{128}I , ^{130}I ont été étudiées (19). Elles ont été identifiées dans certains spectres par leur énergie et leur période.

III.1 - 2 - Etude des spectres directs

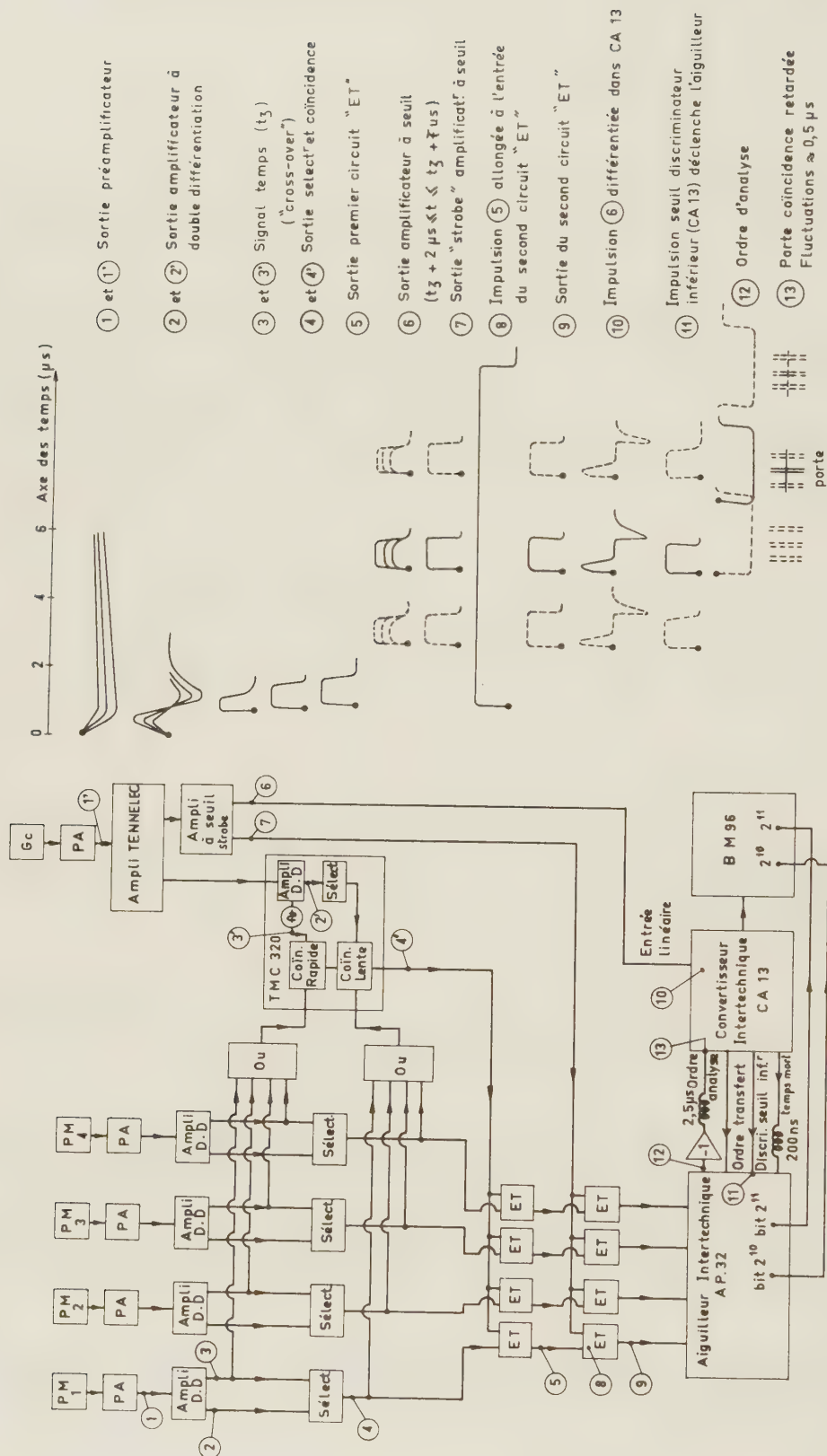
III.1 - 2 - 1) Les détecteurs : divers détecteurs au germanium, fabriqués à partir de monocristaux, ont été utilisés (20). Un ensemble comporte une jonction d'un volume utile de 1.5 cm^3 associé à un préamplificateur dont un transistor à effet de champ, refroidi à 140°K , constitue l'élément d'entrée. Il possède les caractéristiques suivantes (21) :

- résolution du préamplificateur pour une capacité de $0 \text{ pF} = 0,45 \text{ KeV}$
- pente du préamplificateur = $0,04 \text{ KeV/pF}$
- résolution totale pour une énergie des γ de $100 \text{ KeV} = 1,08 \text{ KeV}$.

Un détecteur d'un volume utile de 5 cm^3 (résolution $2,2 \text{ KeV}$ pour une énergie des γ de $1,33 \text{ MeV}$) a permis d'enregistrer de nombreux spectres directs et a constitué l'une des deux voies d'un système de coïncidences γ - γ .

Le spectre des électrons de conversion associés à la désintégration de ^{129}I a été obtenu grâce à une jonction au silicium compensée au lithium et refroidie à la température de l'azote liquide. Ce détecteur présente une résolution de $2,8 \text{ KeV}$ pour des électrons de 125 KeV . Ce spectre a permis de mesurer le coefficient de conversion α_K ainsi que le rapport K/L de quelques transitions, mais avec une précision insuffisante pour qu'on puisse déterminer leurs multipolarités. Celles-ci sont en effet souvent constituées d'un mélange de multipolarités $E2$ et $M1$ dont les coefficients de conversion en couche K ainsi que les rapports K/L sont voisins pour toutes les proportions du mélange.

III.1 - 2 - 2) Mesure de l'énergie et de l'intensité relative des γ : ces deux caractéristiques sont obtenues grâce à un étalonnage et une courbe d'efficacité relative du détecteur, réalisés



a) Schéma de principe de l'installation

b) Position des signaux dans le temps en différents points du circuit

Fig. 1 - Schéma de principe du dispositif de corrélations angulaires.

par l'emploi de sources connues. La précision dépend de l'intensité relative de la transition mesurée. Pour les raies les plus intenses, on peut estimer à 0,2 KeV l'erreur possible sur l'énergie, à 15 % celle affectant la mesure de l'intensité relative. Ces erreurs peuvent atteindre 0,4 KeV et 30 % respectivement pour les raies peu intenses. Dans ce cas, compte-tenu de la faible statistique, on ne peut déterminer exactement la position du pic, ni le fond à retrancher.

III. 1 - 3 - Coïncidences $\gamma - \gamma$

Un circuit de coïncidences du type rapide-lent (TMC 320), dont le temps de résolution a été choisi $2\tau = 40$ ns, a permis d'enregistrer divers spectres de coïncidence $\gamma - \gamma$. Après amplification, l'impulsion convenablement mise en forme, subit une double différenciation. Le passage à zéro de l'impulsion ainsi obtenue définit le temps associé à la particule détectée. Une impulsion brève, liée à ce passage à zéro, participe à la coïncidence rapide. L'une des deux voies comporte une jonction au germanium déjà décrite, et l'autre un cristal NaI(Tl) de $7,5 \times 7,5$ cm, couplé à un photomultiplicateur RCA Integral-Line. Ce détecteur possède une résolution de 7,2 % pour la raie de 661,6 KeV du ^{137}Cs .

Dans la plupart des expériences, la source et les axes de chacun des cristaux déterminent un angle de 90° . Afin d'augmenter le rendement de coïncidence, source et compteurs sont rapprochés en une géométrie compacte. Il en résulte des impulsions de coïncidence provoquées par un seul γ : celui-ci interagit par effet Compton dans l'un des détecteurs, et ce photon diffusé est absorbé par effet photoélectrique dans l'autre détecteur. Ce phénomène se traduit par l'existence dans les spectres (cf fig. 6-c) de larges raies qui les perturbent.

La bande d'énergie sélectionnée dans la voie comprenant le scintillateur comporte, outre une ou plusieurs transitions γ , un fond Compton dû aux photons de plus grande énergie. Afin de connaître la contribution de ce fond au spectre de coïncidences obtenu, on réalise en même temps le spectre des γ en coïncidence avec une bande d'énergie voisine, donc contenant sensiblement le même fond Compton, mais pas la ou les raies γ . Ces deux spectres sont enregistrés simultanément grâce au dispositif décrit ci-dessous.

III. 1 - 4 - Corrélations angulaires

III. 1 - 4 - 1) Description de l'appareillage : le même circuit de coïncidence est utilisé pour réaliser des expériences de corrélation angulaire $\gamma - \gamma$. La jonction fournit le spectre total des γ en coïncidence avec un γ détecté par un cristal INa(Tl) et sélectionné dans une bande. L'emploi de 4 scintillateurs placés à des angles différents par rapport au détecteur au Ge permet d'enregistrer simultanément plusieurs spectres et augmente ainsi le potentiel du dispositif. Grâce à un aiguilleur Inter technique AP 32, ces spectres sont stockés dans 4 tranches de 1024 canaux d'un bloc mémoire de 4096 canaux Inter technique BM 96.

La voie linéaire (détecteur au germanium) comporte, en série avec l'amplificateur Tennelec, un amplificateur à seuil qui délivre une impulsion brève, ce qui permet d'augmenter le taux de comptage sans détériorer la résolution de l'ensemble. Cet amplificateur à seuil introduit un retard variable, de 2 à $7 \mu\text{s}$, fonction de la hauteur de l'impulsion d'entrée.

La figure 1-a schématise l'installation. Les deux circuits "OU" mélangent les impulsions issues des 4 photomultiplicateurs, qui participent respectivement à la coïncidence rapide et à la coïncidence lente. La première série des 4 circuits "ET" a pour objet d'identifier le compteur à scintillations qui a détecté le γ participant à la mesure de coïncidence en cours. Pour que l'impulsion linéaire soit analysée par le convertisseur temps-amplitude CA 13, il faut que le signal "ordre d'analyse" délivré par l'aiguilleur recouvre le temps d'ouverture de la porte de la coïncidence retardée. La

figure 1-b représente la forme des impulsions en divers points du circuit, ainsi que leur position relative dans le temps sur les deux voies, et permet de comprendre comment cette condition est réalisée :

- l'aiguilleur délivre une impulsion "ordre d'analyse" s'il reçoit simultanément une impulsion issue du seuil discriminateur inférieur du CA 13 (point 11) et une impulsion issue du circuit "ET". Compte-tenu du retard introduit par l'amplificateur à seuil, le synchronisme entre ces deux impulsions est rétabli par la deuxième série de circuits "ET" dans lesquels sont mis en coïncidence le signal délivré par l'amplificateur à seuil et celui fourni par le premier circuit "ET", celui-ci étant d'abord suffisamment allongé. Il est nécessaire également qu'aucune impulsion "temps mort" issue du CA 13 n'entre alors dans l'aiguilleur. Lorsque celui-ci est utilisé avec un convertisseur CA 25, cette condition se trouve automatiquement remplie. La vitesse de conversion du CA 13 exige que l'on retarde de 200 ns ce signal "temps mort".

- l'impulsion "ordre d'analyse", d'une durée d'environ 500 ns, est synchrone de l'impulsion entrant dans le convertisseur. La porte, de faible largeur (100 ns), se situe à retard fixe par rapport au temps, origine du convertisseur. Or ce temps origine correspond au passage à zéro de l'impulsion au point 10, et compte-tenu de la forme de l'impulsion avant différentiation, fluctue d'environ 500 ns. Pour assurer, malgré ces fluctuations, le recouvrement de la porte par le signal "ordre d'analyse", celui-ci, après inversion et retard est allongé.

L'allongement de l'impulsion à l'entrée du second circuit "ET" introduit à ce niveau des coïncidences fortuites. Toutefois, compte-tenu du taux de comptage imposé sur la voie comportant le détecteur au germanium (~ 120.000 coups/mn), les coïncidences fortuites créées à cet endroit sont environ 10 fois moins nombreuses que celles se produisant à la coïncidence rapide du TMC. Leur nombre, dans les pics étudiés, demeure tout à fait négligeable.

Diverses mesures ont permis de contrôler qu'après le circuit de coïncidences TMC, aucune impulsion n'est perdue sur aucune voie au niveau des circuits "ET" et du dispositif d'aiguillage.

III. 1 - 4 - 2) Réalisation d'une expérience : les cristaux, mesurant tous $7,5 \times 7,5$ cm, présentent des caractéristiques très voisines. Trois d'entre eux, placés par rapport à la jonction à des angles de 90° , 135° et 180° , détectent le γ sélectionné dans la bande. L'autre, fixé à 135° , délivre les impulsions correspondant à un intervalle du fond Compton situé près du pic correspondant à ce γ .

Diverses précautions ont été prises afin de minimiser les différentes causes d'erreur :

1. Les angles solides soutendus par la source et chacun des compteurs ont des valeurs très voisines. Pour chaque expérience, le nombre d'impulsions compté dans chaque bande, corrigé du mouvement propre et du fond Compton associé aux transitions de plus haute énergie, est normalisé au taux de comptage du photomultiplicateur placé à 90° .
2. Afin de compenser de légères différences d'efficacité des cristaux, plusieurs séries de mesures de même durée ont été réalisées avec des sources présentant sensiblement la même activité, une permutation circulaire des photomultiplicateurs étant effectuée entre deux mesures successives. Les spectres obtenus à un angle donné sont enregistrés sur bande magnétique puis additionnés canal par canal.
3. Des instabilités (indépendantes sur les différentes voies) des bandes et du retard nécessaire pour équilibrer la coïncidence, pourraient fausser la corrélation. De fréquentes mesures du retard ont montré que cette dernière cause d'erreur n'est pas intervenue. Une fluctuation du nombre de coups compté dans les bandes peut provenir d'instabilités, soit des tensions appliquées aux photomultiplicateurs, soit de dérives des amplificateurs. Les quatre différences de potentiel sont fournies par la même haute tension Intertechnique, elle-même alimentée par la tension stabilisée que délivre un régulateur. Les amplificateurs utilisés se sont révélés très stables. Pendant la réalisation d'une expérience les bandes sont tour à tour enregistrées sur un sélecteur

de 400 canaux, ce qui permet de contrôler leur stabilité.

L'expérience fournit le nombre de coïncidences de deux γ en cascade émis en faisant des angles de 90° , 135° et 180° . On en déduit, en utilisant la méthode des moindres carrés, les coefficients $Q_2 A_2$ et $Q_4 A_4$ de l'expression

$$\overline{W(\theta)} = 1 + Q_2 A_2 P_2 (\cos \theta) + Q_4 A_4 P_4 (\cos \theta)$$

qui rend compte de la corrélation. Pour obtenir les coefficients A_{2k} (dont les valeurs théoriques sont calculées), il faut connaître les facteurs correctifs Q_2 et Q_4 , dus aux dimensions finies des détecteurs. Les distances source-cristaux et source-jonction sont respectivement de 14 et 3 cm. Les valeurs tabulées (22) des coefficients ci-dessus ont été utilisées pour les scintillateurs. Elles ont été calculées pour la jonction.

III. 1 - 4 - 3) Calcul des coefficients de correction pour la jonction : dans le cas où le détecteur présente la symétrie de révolution, le facteur de correction Q_{2k} a pour expression (22) :

$$Q_{2k} = \frac{J_{2k}}{J_0}$$

avec

$$J_{2k} = \int_0^\alpha P_{2k}(\cos \beta) \cdot \epsilon(\beta) \cdot \sin \beta \, d\beta$$

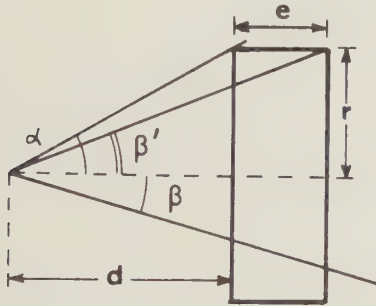


Fig. 2

Pour mener à bien le calcul de J_{2k} , il faut connaître la variation de l'efficacité $\epsilon(\beta)$ en fonction de l'angle β . Seuls les pics photoélectriques des γ détectés ont été considérés. Si τ est le coefficient d'absorption photoélectrique et x l'épaisseur du détecteur vue par le faisceau, on a :

$$\epsilon(\beta) = 1 - \exp(-\tau x)$$

$$\text{avec } x(\beta) = e \cdot \sec \beta \text{ si } 0 \leq \beta \leq \beta'$$

$$= r \cdot \operatorname{cosec} \beta - d \cdot \sec \beta$$

$$\text{si } \beta' \leq \beta \leq \alpha$$

La valeur des coefficients Q_2 et Q_4 a été obtenue, en utilisant la calculatrice UNIVAC 1108, pour différentes valeurs des paramètres d , r et e . La figure 3 montre quelques-uns des résultats. Q_2 et Q_4 sont constants quand l'énergie des photons est supérieure à 250 KeV. En effet, l'efficacité photoélectrique du germanium devient alors très faible ; il en résulte : $\epsilon(\beta) \approx \tau x$ et l'on doit calculer l'expression

$$\int_0^\alpha P_{2k}(\cos \beta) \cdot x(\beta) \cdot \sin \beta \cdot d\beta \text{ qui ne dépend plus de l'énergie des } \gamma.$$

On constate que le facteur d'atténuation Q_2 est moins sensible à la variation de l'épaisseur du détecteur qu'à celle des paramètres d et r : un accroissement de e de 20 % n'augmente Q_2 que de 5 %, tandis qu'une variation de 5 % de d ou r le modifie de 1 %. Les valeurs numériques moyennes indiquées sur ce diagramme correspondent aux caractéristiques de l'expérience.

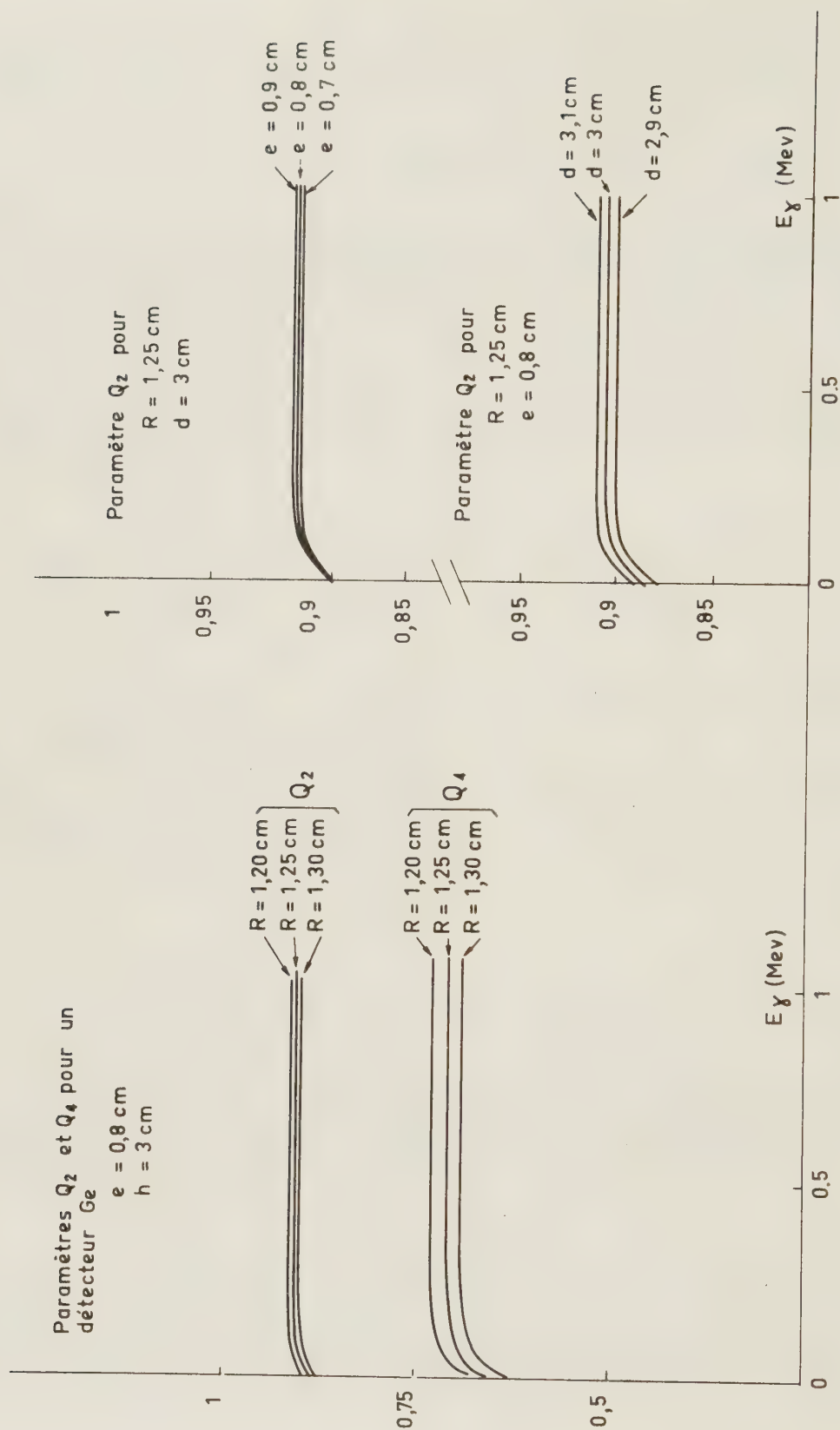


Fig. 3 - Coefficients de correction Q_2 et Q_4 du détecteur au germanium.

En fait, le détecteur utilisé ne présente pas rigoureusement la symétrie de révolution. La figure 4 reproduit la coupe du barreau de germanium à partir duquel la diode a été fabriquée, et met en évidence sa forme légèrement triangulaire. Le calcul analytique complet des coefficients d'atténuation demeure encore relativement simple pour un détecteur triangulaire, à condition que la base du triangle soit parallèle au plan contenant la source, les axes des quatre photomultiplicateurs et de la jonction. Le montage réalisé remplit cette condition.



Les coefficients Q_2 et Q_4 ont été calculés pour deux géométries, représentées par un cercle d'une part et un triangle de l'autre, tous deux ayant la même surface que la jonction. La valeur réelle se situe entre les deux résultats qui ne diffèrent que de 2 % ($Q_2 = 0,91$ dans le premier cas et $0,89$ dans le second pour $E_\gamma > 250$ KeV). La valeur moyenne $Q_2 = 0,90$ a été adoptée avec une incertitude que l'on peut estimer à 2 %.

Fig. 4

III. 1 - 4 - 4) Autres causes d'erreurs ; mesures de contrôle : une atténuation de la corrélation peut résulter de l'extension de la source radioactive utilisée. Celle-ci se présente dans toutes les expériences réalisées sous la forme d'un petit cylindre de 3 mm de diamètre et environ 1 cm de hauteur disposé perpendiculairement au plan défini par les axes des détecteurs. Les calculs montrent que l'erreur commise en l'identifiant à une source ponctuelle est tout à fait négligeable en ce qui concerne les scintillateurs et certainement inférieure à 1 % pour le germanium.

Si le temps de vie du niveau intermédiaire est assez long, la corrélation peut être perturbée par des interactions entre le noyau et le milieu environnant.

Afin de contrôler l'installation, la corrélation angulaire des cascades $4+ (E2) 2+ (E2) 0+$ dans le noyau ^{60}Ni et $2+ (E2) 2+ (E2) 0+$ dans le noyau ^{106}Pd a été mesurée. Les sources comportent respectivement ^{60}Co et ^{106}Ru en solution acide. La période du niveau intermédiaire est trop courte (0,7 ps pour le ^{60}Ni et 12ps pour le ^{106}Pd) pour que le peuplement de ses sous-états magnétiques soit modifié par interaction avec le milieu. Les résultats obtenus s'accordent avec la théorie. Dans le cas du ^{106}Pd , plusieurs séries de mesures ont donné les mêmes résultats (avec des écarts dont rendent compte les fluctuations statistiques des nombres de coïncidences mesurées). Ces mesures répétées constituent un test de la stabilité de l'installation.

III - 2 - EXPERIENCES D'EXCITATION COULOMBIENNE

Les cibles d'isotope enrichi sont bombardées par le faisceau d'ions N^{3+} accélérés par le Cyclotron à Ions Lourds et à Energie Variable. La mesure du nombre des γ de désexcitation d'un niveau permet d'atteindre la probabilité d'excitation quadrupolaire de ce niveau.

III. 2 - 1 - Les caractéristiques du faisceau d'ions lourds

Le faisceau d'ions N^{3+} , extrait de la chambre d'accélération par déflection électrostatique est focalisé et conduit jusqu'à la chambre d'expériences par un dispositif comprenant deux triplets électromagnétiques et un aimant aiguilleur.

En l'absence de tout collimateur, une auto-radiographie du faisceau au plan focal image (centre de la chambre) montre que la majeure partie de l'intensité est localisée dans une zone d'environ 6 mm de diamètre. Un diaphragme, situé après l'aimant d'aiguillage, à peu près au point objet du second triplet, permet d'éliminer les résidus des caustiques. Avant d'atteindre la cible, le faisceau doit passer dans le trou central de 8 mm de diamètre d'une jonction annulaire. Afin d'éviter que par suite d'une instabilité le faisceau ne frappe l'arrière de ce détecteur, deux collimateurs sont placés dans la chambre : l'un (en tantale ; diamètre de l'ouverture 10 mm) à 40 cm de la cible, l'autre (en or ; diamètre 7 mm) derrière la jonction, elle-même située à 2,5 cm de la cible.

Pour que la diffusion nucléaire inélastique n'intervienne pas, l'énergie des ions doit demeurer inférieure à la barrière coulombienne (52 MeV pour le système $N + Te$). Deux séries d'expériences ont été réalisées, aux énergies respectives de 48 et 44 MeV. La modification de la valeur du champ magnétique, et de la fréquence de la tension accélératrice assure la variation de l'énergie. Un dispositif de mesure d'énergie, placé dans le dé de pompage situé avant la chambre à réaction, permet de contrôler la stabilité dans le temps de l'énergie du faisceau, et de mesurer sa largeur en énergie. Ce dispositif comporte une cible d'or très mince (réalisée par évaporation) et une jonction au silicium à barrière de surface. Ce détecteur est étalonné, à basse énergie, par l'emploi des particules α émises par une source contenant ^{226}Ra en équilibre avec ses descendants, et à haute énergie avec un faisceau d'ions dont l'énergie est déterminée par une autre méthode (analyse à l'aide d'un aimant des particules diffusées par une cible mince). Les mesures ainsi réalisées ont fourni une largeur en énergie du faisceau de 300 KeV.

Compte tenu de la focalisation en phase des particules accélérées par le cyclotron, l'acceptance angulaire du faisceau s'élève à environ 60° ; il en résulte un temps d'occupation de 17 %, c'est-à-dire des paquets de particules s'étalant sur une durée de 35 ns, séparés par un intervalle de 165 ns (pour une fréquence de 5 Mh). Afin de limiter le nombre de coïncidences fortuites, ou le phénomène d'empilement dans l'électronique associée au détecteur au germanium, l'intensité du faisceau doit être limitée à quelques 10^{-9} A. Le nombre d'ions lourds rétrodiffusés dans la cible et détectés par la jonction annulaire, ainsi que la cage de Faraday lorsqu'on utilise une cible mince, permettent de contrôler cette valeur.

III. 2 - 2 - Les méthodes utilisées

III. 2 - 2 - 1) Mesure de la probabilité d'excitation par coïncidence ions lourds - γ :

- α - Le dispositif électronique : un circuit de coïncidence, du type rapide-lent et présentant un temps de résolution $2\tau = 40$ ns, sélectionne les γ de désexcitation en coïncidence avec les ions lourds rétrodiffusés. Il est doublé par un second circuit qui permet d'obtenir le spectre de coïncidences fortuites (un retard égal à la période de la tension accélératrice est incorporé sur une voie). Un cristal NaI(Tl) de $7,5 \times 7,5$ cm constitue le détecteur γ . La figure 5 montre le schéma de principe de l'installation qui comporte en fait deux scintillateurs. On obtient ainsi simultanément les taux de coïncidence à deux angles différents (55° et 90° par rapport au faisceau incident). Le même convertisseur 1024 canaux Intertechnique CA 25 analyse les spectres γ , qui sont stockés dans quatre plages d'un bloc mémoire de 4096 canaux. Divers tests ont permis de contrôler que cet appareillage possède un rendement de coïncidence constant dans la plage d'énergie étudiée.

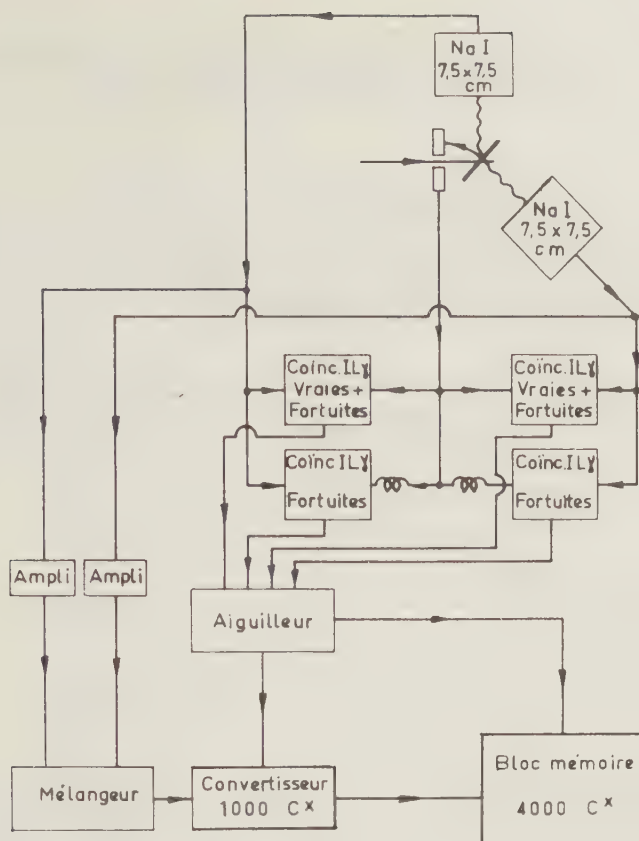


Fig. 5 - Schéma de principe du dispositif de coïncidences ions lourds- γ .

- β - Les cibles : les cibles utilisées pour effectuer ces expériences de coïncidence contiennent $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de tellure enrichi sur un support de $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de Ni. La composition de la cible, déterminée par spectrographie de masse est connue avec une bonne précision. Le support est constitué d'un élément plus léger que le noyau étudié : ceci présente l'inconvénient que les ions projectiles peuvent induire des réactions nucléaires qui s'accompagnent de l'émission de nombreux γ , mais il en résulte l'avantage que les ions lourds rétrodiffusés dans le tellure ont une énergie plus grande que ceux ayant interagi avec le Ni. On peut donc les sélectionner aisément pour étudier les γ en coïncidence avec eux.

III. 2 - 2 - 2) Détection des γ à l'aide d'un détecteur au germanium :

- α - un détecteur au germanium d'un volume utile de 5 cm^3 , précédemment décrit, a été utilisé pour détecter les γ de désexcitation. Au cours de cette mesure, seul le spectre direct est enregistré ; on utilise le fait que la cible comporte d'autres isotopes en proportions connues pour extraire par comparaison les B(E2).
- β - Les cibles sont préparées dans ce cas en comprimant sous très forte pression ($20 \text{ tonnes}/\text{cm}^2$) environ 50 mg de poudre de tellure. Le tableau I donne la composition isotopique des échantillons enrichis en tellure de masse 123 et 125. La matière de ces cibles est répartie sur une surface de 1 cm^2 environ, ce qui correspond à

une épaisseur supérieure au parcours des ions lourds
(~18 mg/cm² d'après Northcliffe - 23).

Tableau I

Composition isotopique des cibles
utilisées en excitation coulombienne

Isotope	°/° dans la cible de ¹²³ Te	°/° dans la cible de ¹²⁵ Te
120	< 0.02	< 0.10
122	2 ± 0.1	< 0.10
123	76.5 ± 0.2	0.27 ± 0.05
124	7.3 ± 0.1	1.46 ± 0.10
125	3.1 ± 0.1	84.59 ± 0.10
126	4.8 ± 0.1	9.86 ± 0.10
128	3.7 ± 0.1	2.79 ± 0.10
130	2.7 ± 0.1	1.03 ± 0.10

III. 2 - 3 - Détermination de la probabilité d'excitation réduite B(Eλ)

Lorsqu'une particule chargée (projectile) interagit avec le champ coulombien d'un noyau cible, elle peut exciter celui-ci même si elle possède une énergie inférieure à la barrière coulombienne du système cible-projectile. Ces transitions sont induites par les champs électromagnétiques dépendants du temps qui résultent eux-mêmes du mouvement relatif des deux particules chargées. De tels processus peuvent être exactement calculés, ce qui fournit une méthode assez précise de mesure des probabilités de transition réduites B(Eλ).

Le mouvement du projectile (de numéro atomique Z₁) dans le champ coulombien du noyau (Z₂) peut être caractérisé par le paramètre :

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar v}$$

Dans cette expression, a représente la moitié de la distance minimale d'approche dans un choc central ($a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 m v^2}$) et λ la longueur d'onde réduite de de Broglie associée au mouvement de la particule incidente ; m est la masse réduite des deux particules. Dans le cas où $\eta \gg 1$ (c'est-à-dire où le projectile passe assez loin du noyau cible) et où l'énergie d'excitation ΔE ne constitue qu'une faible fraction de l'énergie incidente E (soit $\frac{\Delta E}{E} \ll 1$), on peut logiquement supposer que la trajectoire du projectile diffère très peu de celle suivie dans une diffusion classique de Rutherford. Cette approximation, dite semi-classique permet d'écrire la section efficace différentielle d'excitation coulombienne

sous la forme

$$d\sigma_{E\lambda} = d\sigma_R \times P_{if} \quad (III.1)$$

où $d\sigma_R$ représente la section efficace différentielle de diffusion Rutherford et P_{if} la probabilité pour qu'au cours d'une interaction le noyau cible soit excité de l'état initial i vers l'état final f . Le problème se ramène alors à la détermination de P_{if} . Les expériences d'excitation ont été réalisées en bombardant des cibles de tellure avec des ions azote de 44 et 48 MeV, ce qui correspond à $\eta \sim 30$ et $\frac{\Delta E}{E} \leq \frac{1}{80}$.

La théorie des perturbations au premier ordre peut être utilisée pour calculer la probabilité d'excitation si celle-ci vérifie la condition $P_{if} \ll 1$. Elle est reliée à l'amplitude de probabilité b_{if} par la relation :

$$P_{if} = \sum_{M_i M_f} \frac{1}{2 I_i + 1} |b_{if}|^2$$

et l'on a alors :

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle f | H(t) | i \rangle e^{i\omega t} dt$$

L'opérateur d'interaction $H(t)$ s'exprime sous la forme d'un développement contenant les opérateurs multipolaires électriques. La section efficace différentielle d'excitation coulombienne d'ordre multipolaire λ s'écrit (24)

$$d\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar v} \right)^2 a^{-2\lambda+2} \cdot B(E\lambda) \cdot df_{E\lambda}(\eta, \xi) \quad (III.2)$$

Dans cette expression v représente la vitesse de la particule incidente, a le paramètre précédemment défini et $B(E\lambda)$ la probabilité d'excitation réduite d'un état du noyau cible d'énergie d'excitation ΔE . La fonction $df_{E\lambda}$ est une intégrale calculée le long de la trajectoire classique du projectile. Cette fonction tabulée (24) dépend de la variable η précédemment introduite et du paramètre ξ défini par

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar v} \frac{\Delta E}{2E} = \eta \cdot \frac{\Delta E}{2E} = \frac{a}{v} \omega \quad \text{avec} \quad \Delta E = \hbar \omega$$

Si l'on caractérise par $\frac{a}{v}$ le temps de collision, on voit que ξ est proportionnel au rapport entre ce temps de collision et la période nucléaire et permet donc de préciser si l'interaction peut ou non être traitée comme un processus adiabatique. Le calcul totalement quantique de la section efficace d'excitation coulombienne dans le cas où l'on néglige l'influence des termes relativistes conduit au même résultat. L'expression obtenue précédemment ne tient pas compte de la perte d'énergie du projectile introduite par la diffusion inélastique. On peut prendre cet effet en considération par une symétrisation convenable de la formule par rapport à v_i et v_f , vitesses respectivement initiale et finale de la particule incidente. On obtient alors :

$$d\sigma_{E\lambda} = C_{E\lambda} \cdot E^{(\lambda-2)} \cdot (E - \Delta E')^{\lambda-1} \cdot B(E\lambda) \cdot df_{E\lambda}(\eta, \xi) \quad (III.3)$$

avec

$$\Delta E' = \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \right) \Delta E$$

$C_{E\lambda}$ est une constante dépendant de λ et de la nature du projectile et de la cible.

III. 2 - 3 - 1) Méthodes d'extraction de $B(E\lambda)$: Nous avons exposé les deux méthodes utilisées pour déterminer la probabilité d'excitation réduite :

- a - dans le cas où la probabilité d'excitation P_{if} est déduite de mesures de coïncidences ions lourds - γ la relation entre P_{if} et $B(E\lambda)$ s'obtient aisément en identifiant les seconds membres des relations (III.1) et (III.3). Dans ce cas, en effet, la cible étant très mince ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) l'énergie des particules incidentes est bien définie, et les formules ci-dessus peuvent être directement utilisées.

- b - dans le cas où $B(E\lambda)$ est déduit de la comparaison du nombre des γ issus des niveaux excités de l'isotope étudié au nombre de γ issus du premier niveau $2+$ des isotopes pairs du tellure que contient la cible utilisée, il faut intégrer la relation (III.3) par rapport à l'énergie, puisque l'échantillon bombardé possède une épaisseur supérieure au parcours des ions incidents.

La probabilité qu'un ion lourd d'énergie initiale E_0 provoque une excitation s'écrit :

$$P = \int_{E_0}^{\Delta E'} \sigma(E) N dx = N \int_{E_0}^{\Delta E'} \frac{\sigma(E) dE}{\frac{dE}{dx}} \quad (\text{III.4})$$

N représente le nombre de noyaux cibles par unité de volume, $\frac{dE}{dx}$ le pouvoir de ralentissement d'ions d'énergie cinétique E . La section efficace totale d'excitation a pour expression :

$$\sigma(E\lambda) = C_{E\lambda} \cdot E^{\lambda-2} \cdot (E - \Delta E')^{\lambda-1} B(E\lambda) f(\eta, \xi)$$

Le calcul de l'intégrale (III.4) suppose que l'on connaît la variation du pouvoir de ralentissement en fonction de l'énergie. Ce calcul a été numériquement effectué dans la référence (24) en supposant le pouvoir de ralentissement proportionnel à $E^{-0,55}$. Le résultat est exprimé sous la forme d'une épaisseur de cible fictive δE_λ telle que $\frac{\delta E_\lambda}{E_0}$ représente le rapport de la probabilité d'excitation observée à celle que l'on obtiendrait si la section efficace d'excitation et le pouvoir de ralentissement étaient indépendants de E et égaux à la valeur correspondant à l'énergie E_0 . On a donc :

$$P = \sigma(E_0) \times \frac{E_0 N}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_0} \times \frac{\delta E_\lambda}{E_0}$$

soit

$$\frac{\delta E_\lambda}{E_0} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_0}{E_0 \sigma(E_0)} \int_{E_0}^{\Delta E'} \frac{\sigma(E) dE}{\frac{dE}{dx}} \quad (\text{III.5})$$

$\frac{\delta E_\lambda}{E_0}$ est tabulé pour différentes valeurs de λ et du paramètre ξ_0 . La formule empirique $\frac{dE_0}{dx} = k E^{-0,55}$ rend bien compte du pouvoir de ralentissement d'un milieu pour des protons et des particules α dans un assez large domaine d'énergie. Le pouvoir de ralentissement

peut s'écrire :

$$\frac{dE}{dx} = Z_{ef}^2 f(v)$$

Z_{ef} est la charge effective de l'ion ralenti. La fonction f dépend du milieu ralentisseur et de la vitesse de la particule incidente ; dans les théories de Bethe et de Bloch, elle ne dépend pas de sa charge. On peut alors comparer le pouvoir de ralentissement d'un milieu donné pour deux particules différentes de même vitesse. La relation obtenue pour des ions azote de charge effective Z_{ef} et d'énergie E_N et pour des protons d'énergie E_p s'écrit :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_N = Z_{ef}^2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_p \quad \text{avec} \quad E_N = 14 E_p$$

La charge effective des ions azote est une fonction de leur vitesse, de sorte que $\left(\frac{dE}{dx}\right)_N$ et $\left(\frac{dE}{dx}\right)_p$ ne dépendent pas de la même façon de l'énergie. Cependant, tant que la vitesse d'un ion est supérieure à celle des électrons liés dans un atome d'azote, celui-ci est la majeure partie du temps dépouillé de tous ses électrons. Ainsi, les données de Northcliffe (23) permettent de calculer la charge effective de l'azote, qui vaut 6,8 à 48 MeV et 6,1 à 20 MeV. On peut donc admettre que le pouvoir de ralentissement du tellure pour l'azote varie avec l'énergie comme pour les protons et les α . Il en diffère surtout aux basses énergies, mais à ce moment là, la section efficace d'excitation devient très faible (elle est proportionnelle à $E^{2\lambda-3}$ et la fonction $f(\xi)$ décroît exponentiellement quand $\xi > 1$) ; cette variation n'influe que très peu sur l'intégrale de la relation (III.5).

De ce fait, nous avons utilisé les valeurs de $\frac{\delta E_\lambda}{E_0}$ tabulées dans la référence (24) et calculé $B(E\lambda)$ par la relation :

$$\eta_\gamma = k \left(1 + \frac{A_1}{A_2}\right)^4 \left(1 - \frac{\Delta E}{E}\right)^{\lambda-1} \cdot B(E\lambda) \cdot f(\xi) \cdot \eta \cdot \frac{\delta E_\lambda}{E_0}$$

η représente le pourcentage, dans la cible, de l'isotope considéré. η_γ mesure le nombre de gamma issus du niveau excité. La constante k disparaît puisqu'on effectue des mesures relatives.

III. 2 - 3 - 2) Précisions des mesures : Il convient de distinguer les causes d'erreurs expérimentales des causes d'erreurs liées aux approximations effectuées pour calculer la probabilité de transition réduite.

- a - causes d'erreurs expérimentales : lorsqu'on effectue une mesure absolue de $B(E\lambda)$ (coïncidences ions lourds - γ) les principales causes d'erreurs résident dans :
 - la détermination de l'efficacité absolue des détecteurs à scintillations et du nombre de γ (10 à 15 %).
 - le rendement du système de coïncidence : une expérience d'excitation coulombienne de l'or a permis de vérifier que le rendement est égal à l'unité, mais cette vérification peut être entachée d'une erreur de 5 %.
 - l'énergie du faisceau est connue à environ 0,5 MeV près. Il en résulte une incertitude de 5 % sur la probabilité d'excitation réduite pour $\lambda = 2$.

Dans les mesures relatives effectuées à l'aide d'un détecteur au germanium, l'erreur expérimentale la plus importante affecte l'estimation des intensités relatives des raies γ du spectre obtenu et peut être évaluée à 5 %.

- b - causes d'erreurs liées au mode d'extraction de $B(E\lambda)$: la probabilité d'excitation du niveau de 439,2 KeV du ^{128}Te avec des ions azote de 48 MeV est de 0,11. La théorie des perturbations, utilisée pour calculer cet effet, constitue encore une bonne approximation. Cependant, les formules précédemment exposées ne prennent en considération que l'excitation directe de l'état étudié. On sait que des processus d'excitation multiple peuvent aboutir au même niveau excité, ces processus intervenant avec d'autant plus d'importance que les ions utilisés sont lourds. Pour les calculer rigoureusement il faut résoudre un système complexe d'équations différentielles couplées (25). La théorie des perturbations au deuxième ordre permet cependant de les estimer avec une bonne précision lorsqu'ils n'interviennent que faiblement comme c'est le cas dans les expériences réalisées. La probabilité P_{if} d'excitation d'un niveau donné s'écrit alors :

$$P_{if} = P_{i \rightarrow f}^{11} + \sum_z P_{i \rightarrow z \rightarrow f}^{12} + \sum_z P_{i \rightarrow z \rightarrow f}^{22}$$

$P_{i \rightarrow f}^{11}$ représente la probabilité d'excitation au premier ordre (précédemment calculée), $P_{i \rightarrow z \rightarrow f}^{22}$ la probabilité d'une excitation double via le niveau intermédiaire z , et $P_{i \rightarrow z \rightarrow f}^{12}$ le terme d'interférence. Il est difficile d'estimer la contribution de ces termes pour les noyaux impairs, dont le spectre est complexe et la nature des niveaux mal connue. Pour les noyaux pairs dont le premier niveau $2+$ est bien isolé des autres, et pour lesquels plusieurs probabilités de transition ont été déterminées, on peut chiffrer les différents termes. Le plus important d'entre eux est $P_{i \rightarrow z \rightarrow f}^{12}$ avec $z = f$; il s'agit du processus de réorientation. Son étude à l'aide des ions accélérés par un tandem Van de Graaff, dont l'énergie est connue avec une grande précision, a permis de mesurer le moment quadrupolaire du premier niveau excité $2+$ des isotopes 126 et ^{128}Te (6). A l'aide de ces résultats, on peut calculer que dans les conditions des expériences précédemment décrites on a :

$$\frac{P_{i \rightarrow f \rightarrow f}^{12}}{P_{i \rightarrow f}^{11}} = 7 \%$$

Les autres termes apportent une contribution plus faible, inférieure à 1 %. Bien que les termes d'ordre supérieur ne soient pas connus pour les noyaux impairs, on peut estimer que, lorsque $B(E2)$ est mesuré par comparaison à la probabilité d'excitation réduite du premier état excité des isotopes pairs contenus dans la cible, l'erreur qui peut en résulter reste inférieure à 5 %. L'incertitude totale d'une telle mesure (10 %) s'avère nettement meilleure que celle existant dans la détermination directe de $B(E2)$ à partir des coïncidences ions lourds - γ (30 %).

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV. 1 - NOYAU ^{125}Te

Plusieurs travaux ont été consacrés à l'étude des électrons de conversion associés à la désintégration de ^{125}Sb (14), ainsi que des raies γ avec des scintillateurs NaI(Tl) (13). Quelques désaccords subsistent entre les différents schémas de niveaux proposés. Une expérience d'excitation coulombienne (26) a révélé le caractère fortement collectif des niveaux de 463,4 et 671,3 KeV de cet isotope, auxquels les travaux de spectroscopie ont conduit à attribuer un spin et une parité $5/2+$; ils ne peuvent donc s'expliquer tous deux par le couplage du niveau à un phonon du coeur pair-pair avec l'état fondamental $1/2+$ de ^{125}Te .

IV. 1 - 1 - Etude de la désintégration $^{125}\text{Sb} \rightarrow ^{125}\text{Te}$

Le tableau II résume les résultats de spectroscopie γ obtenus à l'aide d'un détecteur au germanium (27). De nouveaux γ ont été détectés, d'énergie 105,8 ; 116,8 ; 178,6 ; 198,4 ; 227,5 ; 391,5 ; 408,2 et 443,5 KeV. La plupart de ces transitions ont été identifiées par les électrons de conversion (14). L'analyse des énergies γ et des spectres de coïncidence $\gamma - \gamma$ (fig.6) conduit à proposer le schéma de niveaux de la figure 7, dans lequel n'a pu être placée la transition de 105,8 KeV de très faible intensité. Les raies de 116,8 ; 176 et 203,8 KeV, présentes dans le spectre de la figure 6 B, sont en coïncidence avec des transitions pour lesquelles on détecte soit les rayons X consécutifs à une conversion interne, soit une partie du spectre Compton. Cette dernière raison explique l'existence des γ de 172,3 et 176 KeV dans le spectre de la figure 6 C. La transition de 652 KeV, rapportée dans la référence (13), n'existe pas dans les spectres obtenus, ce qui exclut la présence d'un niveau excité à cette même énergie. De même, nous n'avons pu observer les transitions de 80 et 123 KeV qui avaient conduit CHANDRA et PANDHARIPANDE à proposer un niveau à 401 KeV (28). Par contre, la présence d'un niveau à 443,5 KeV se justifie par les mesures de coïncidences et les énergies des γ . Les valeurs de $\log ft$ ont été calculées à partir des intensités relatives des groupes β données dans la référence (13) et des intensités relatives des γ (Colonne II, tableau II),

Spectre direct		Intensité relative des pics observés dans les spectres de coïncidence		
E (KeV)	Intensité relative	bande 20-39 KeV	bande 170 - 190 KeV	bande 416-472 KeV
35,5				présent
105,8	0,17			
108,9	0,3	0,2		
111,3	~0,05			
116,8	0,75	0,07	0,15	0,02
172,3	0,8	0,4	0,04	0,6
175,95	20,5	0,27	0,2	
178,6	~0,1			0,07
198,4	~0,04			0,04
203,8	0,9	0,33	0,95	
207,6	0,7	0,65		0,7
227,5	0,4			0,35
320,9	1,25		1,25	
380,35	5			
391,5	1(^{113}Sn)			
408,2	0,6	1,4		
427,9	100	100		
443,5	1			
463,5	35,5			
600,7	61	56		
606,8	17	17		
636,0	37	37,6		
671,5	6			

(Dans chaque colonne donnant les intensités relatives, le nombre souligné correspond au pic de référence)

Tableau II - Energie et intensité relative des γ associés à la désintégration de ^{125}Sb .

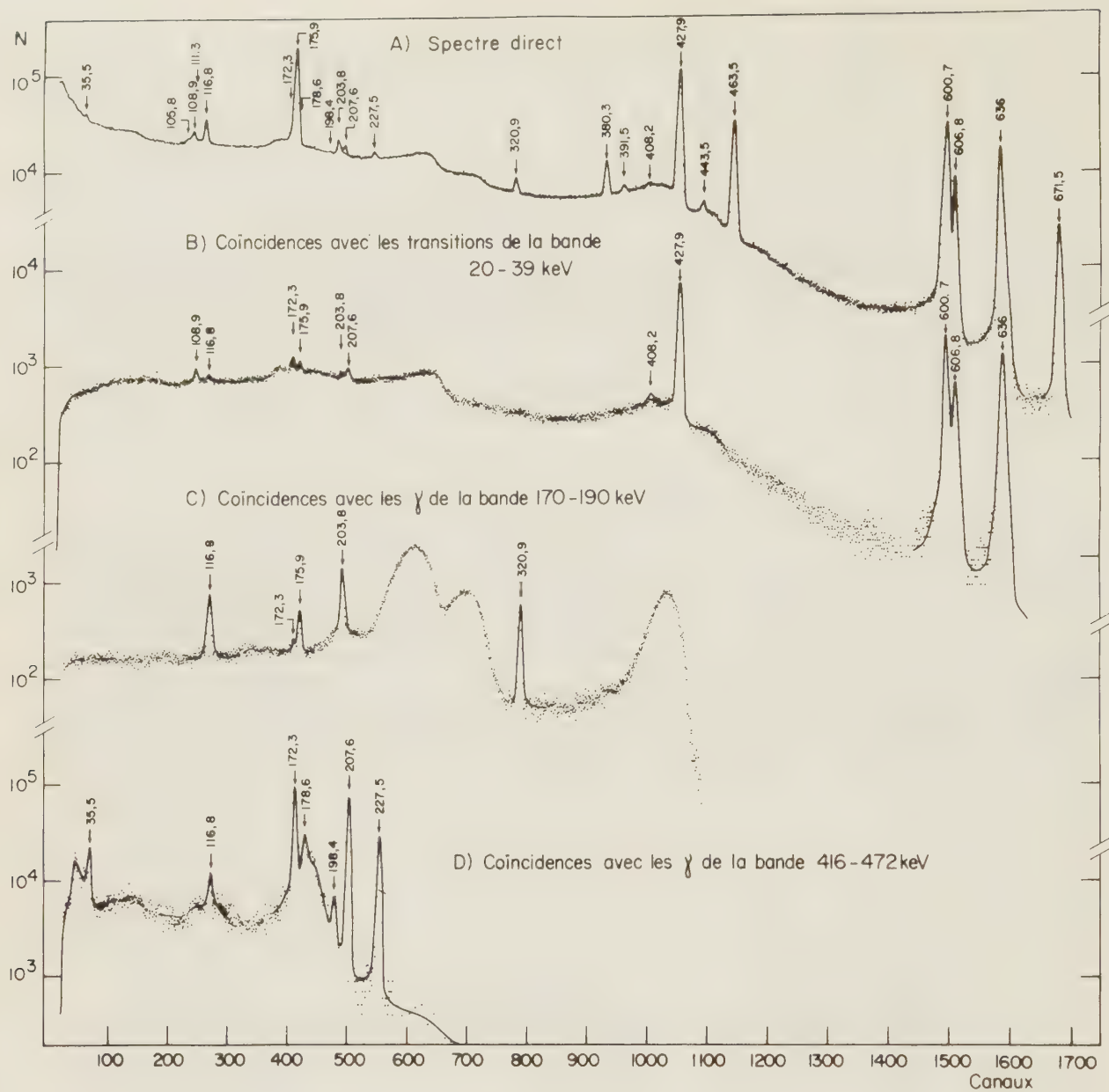


Fig. 6 - Spectres associés à la désintégration de ^{125}Sb .

en utilisant les abaques contenues dans la table d'Isotopes (LEDERER, HOLLANDER et PERLMAN (29). L'absence du γ de 652 KeV et le fait que la transition de 636 KeV soit issue du niveau de 671,3 KeV (et non celui de 636 KeV comme il est rapporté dans la référence 13) modifient les intensités relatives des embranchements β vers les différents niveaux excités. Il en résulte quelques différences des valeurs de $\log ft$, toutefois insuffisantes pour remettre en cause le spin et la parité des niveaux concernés. Pour

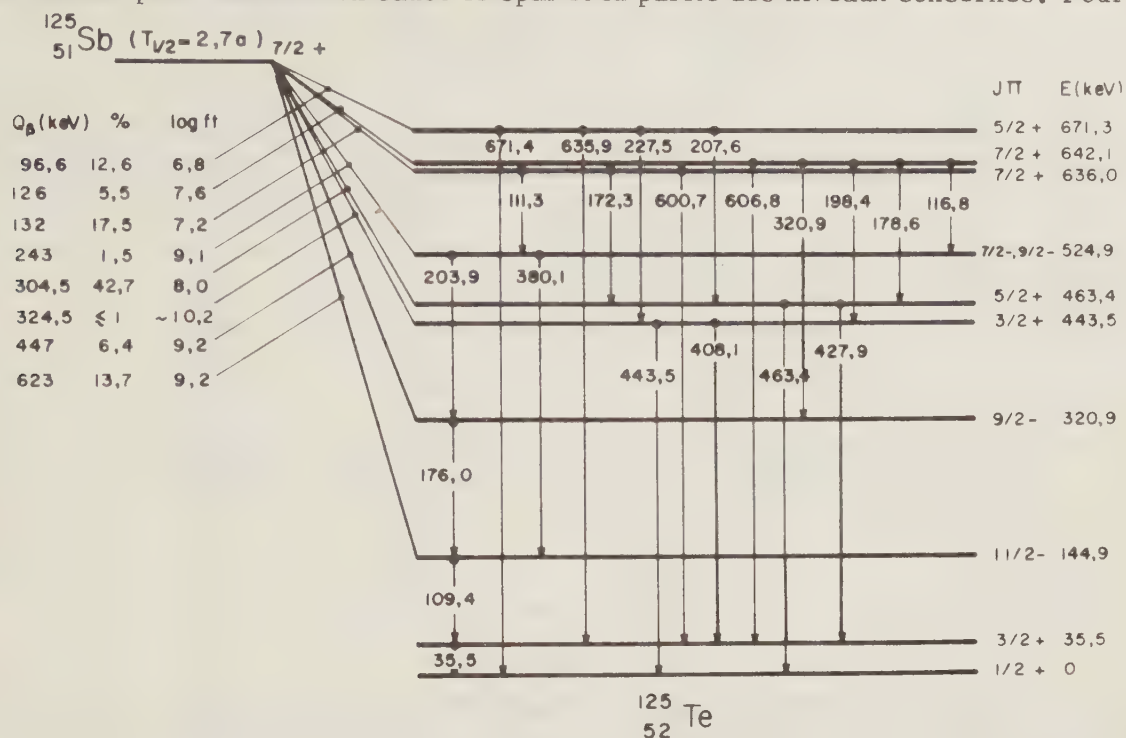


Fig. 7 - Schéma de niveaux de ^{125}Te .

celui de 525 KeV, on ne peut trancher entre les valeurs $7/2-$ ou $9/2-$; alors que des expériences de corrélation angulaire $\gamma - \gamma$ (30) suggèrent la valeur $7/2-$, de récentes mesures de la distribution angulaire des γ émis par des noyaux orientés (31 et 32) s'accordent avec $9/2-$ ou $11/2-$. Les deux niveaux de 671,3 et 463,5 KeV sont bien des états $5/2+$: les $\log ft$ (6,8 et 8) ne peuvent correspondre à une transition deux fois interdite. L'étude des électrons de conversion (14) a conduit à attribuer au niveau de 443,5 KeV un spin et une parité $5/2-$, suggérés notamment par l'existence de deux transitions de faible intensité relative, d'énergies 81,8 et 122,3 KeV ; il s'agit de transitions entre ce niveau et deux états excités à parité négative respectivement $7/2-$ ou $9/2-$ (524,9 KeV) et $9/2-$ (320,9 KeV). Nous n'avons pu observer les γ correspondants. La valeur du $\log ft$ associée à la transition β qui nourrit ce niveau (vraisemblablement deux fois interdite) et les embranchements γ suggèrent le spin et la parité $3/2+$. Ces attributions sont confirmées par les expériences d'excitation coulombienne.

IV. 1 - 2 - Excitation coulombienne

L'excitation coulombienne du ^{125}Te a été étudiée en 1955 (26) en utilisant des protons et des particules α comme projectiles. Les auteurs ont observé des γ de désexcitation de 435 et 633 KeV qu'ils ont attribué à des transitions entre les niveaux de 466 et 640 KeV et le premier état excité de 35 KeV. Le schéma de désexcitation qu'ils proposent diffère notablement de celui précédemment exposé. Une expérience d'excitation coulombienne réalisée selon les techniques déjà exposées, nous a permis de mesurer la probabilité d'excitation de trois niveaux de la figure 7.

Les spectres de désexcitation obtenus par coïncidence ions lourds - γ ou

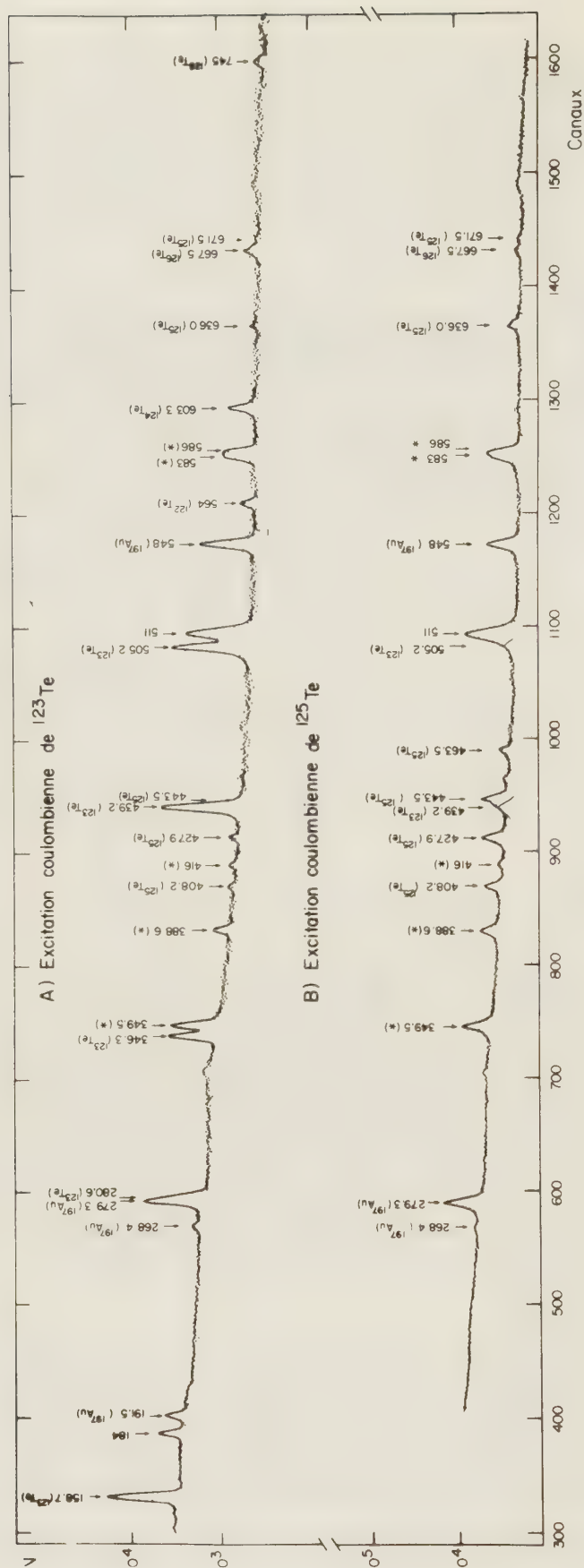


Fig. 8 - Spectres γ obtenus par excitation coulombienne.

par mesure directe à l'aide du détecteur au germanium, mettent en évidence les γ issus des niveaux de 443,5 KeV (3/2+), 463,5 KeV (5/2+) et 671,5 KeV (5/2+), avec des rapports d'embranchements égaux à ceux observés à partir de la désintégration de l'antimoine 125. L'élément de matrice B(E2) correspondant à l'excitation de ces niveaux est déduit de ces mesures. Le tableau III contient les résultats obtenus.

E (KeV) du niveau	B(E2 ; $\uparrow$) ($e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$)	Période du niveau	Transition	$\delta^2(E2/M1)$	B(E2 ; $\uparrow$) ($e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$)	B(M1 ; $\uparrow$) unité ($e\hbar/2mc$) ²
443,5	0,21 $\pm$ 0,02	(1,93 $\pm$ 0,2)10 ⁻¹¹ s	443,5 KeV (3/2+ $\rightarrow$ 1/2+)	∞	0,105 $\pm$ 0,010	
463,4	0,16 $\pm$ 0,02	(1,22 $\pm$ 0,4)10 ⁻¹¹ s	463,5 KeV (5/2+ $\rightarrow$ 1/2+)	∞	0,053 $\pm$ 0,007	
			427,9 KeV (5/2+ $\rightarrow$ 3/2+)	1 (a)	0,11 $\pm$ 0,015	0,014 $\pm$ 0,003
671,5	0,15 $\pm$ 0,02	(1,1 $\pm$ 0,15)10 ⁻¹² s	671,5 KeV (5/2+ $\rightarrow$ 1/2+)	∞	0,05 $\pm$ 0,007	
			635,9 KeV (5/2+ $\rightarrow$ 3/2+)	0,11 (b)	0,04 $\pm$ 0,006	0,10 $\pm$ 0,02

Tableau III - Excitation coulombienne de ¹²⁶Te. (a) référence (14)
(b) références (31) et (32)

Les mesures les plus précises sont effectuées à l'aide du détecteur au germanium : la seule erreur expérimentale qui intervient alors se situe dans la détermination des intensités relatives du spectre enregistré, que montre la figure 8. Les erreurs possibles indiquées dans le tableau correspondent à ce type de détermination. Les valeurs de la probabilité de transition réduite B(E2) déduites des spectres de coïncidence Ions lourds- γ s'accordent avec les résultats donnés. Le tableau III donne également les périodes des niveaux déduites de ces mesures d'excitation coulombienne ainsi que les probabilités de transition réduite B(E2 ; $\uparrow$) et B(M1 ; $\uparrow$) relatives aux transitions issues des états excités. Nous avons utilisé les rapports d'embranchements fournis par les expériences de spectroscopie γ , et la valeur du paramètre de mélange δ^2 déterminé par les mesures d'électrons de conversion (14) pour la transition de 427,9 KeV et par les mesures d'orientation nucléaire pour la transition de 635,9 KeV (31 et 32).

IV. 2 - NOYAU ¹²³Te

La désexcitation de l'état isomérique 11/2- de ¹²³Te ($T_{1/2} = 117$ j) a fourni des renseignements sur la cascade : 11/2- $\rightarrow$ 3/2+ $\rightarrow$ 1/2+ (multipolarité des transitions, période du niveau de 159 KeV) (33, 34 et 35). Quelques uns des niveaux excités de cet isotope ont été mis en évidence par la réaction ¹²⁴Te(d,t)¹²³Te (36). GUPTA (37) a proposé un schéma de niveaux déduit de l'étude de la désexcitation par capture électronique de ¹²³I avec des scintillateurs NaI(Tl). L'utilisation de détecteurs présentant une meilleure résolution (38), la réalisation d'expériences de corrélations angulaires $\gamma - \gamma$ et d'excitation coulombienne nous ont permis de préciser ce schéma.

IV. 2 - 1 - Etablissement du schéma de niveaux à partir de la désintégration de ¹²³I

Les figures 9 et 10 illustrent les résultats obtenus, que résume le tableau IV. Parmi les transitions γ de la figure 9, celle de 596 KeV, dont l'intensité relative varie d'une expérience à l'autre, apparaît comme une impureté. Il en est de même pour les

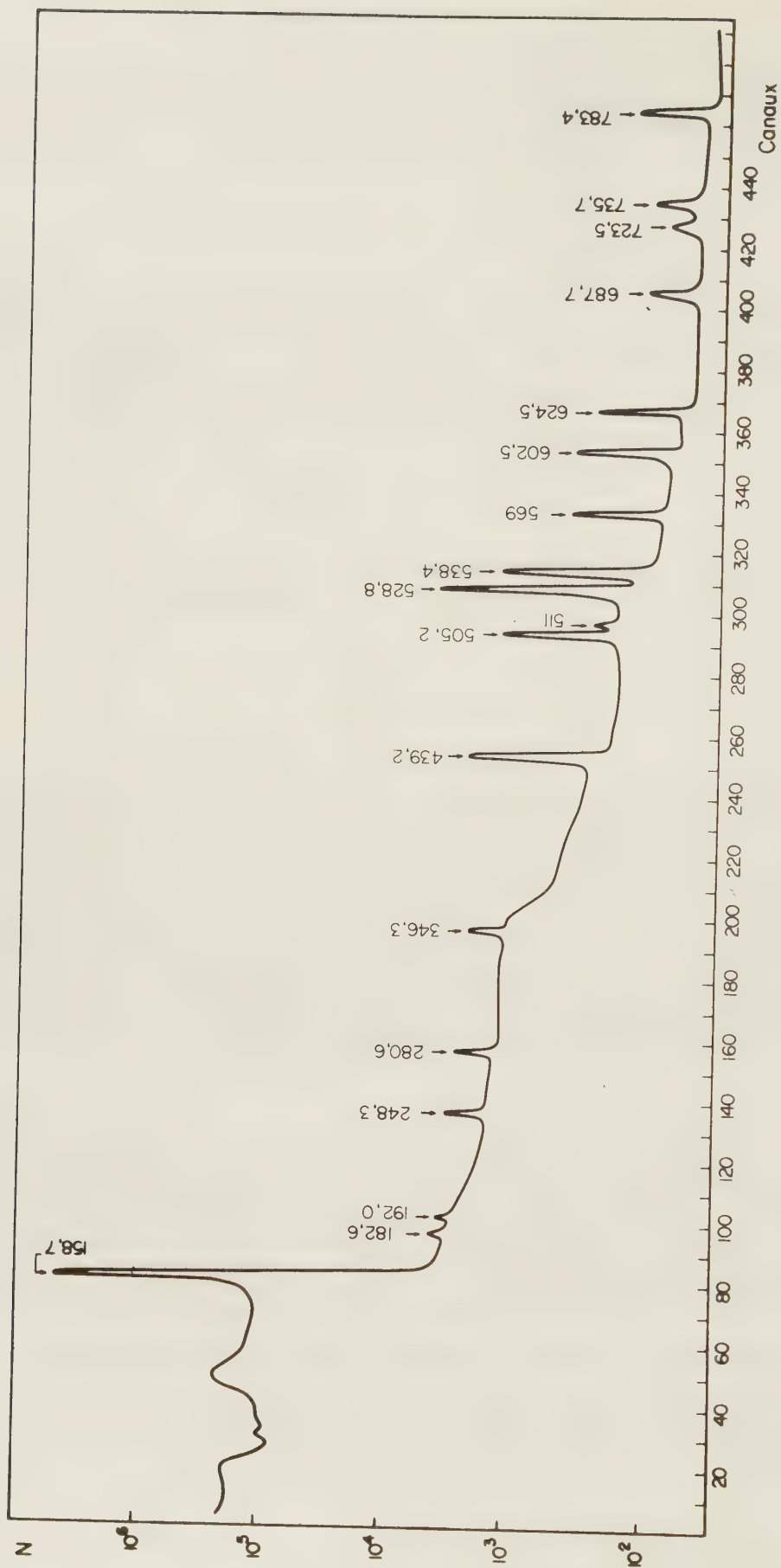


Fig. 9 - - Spectre γ associé à la désintégration de ^{123}I .

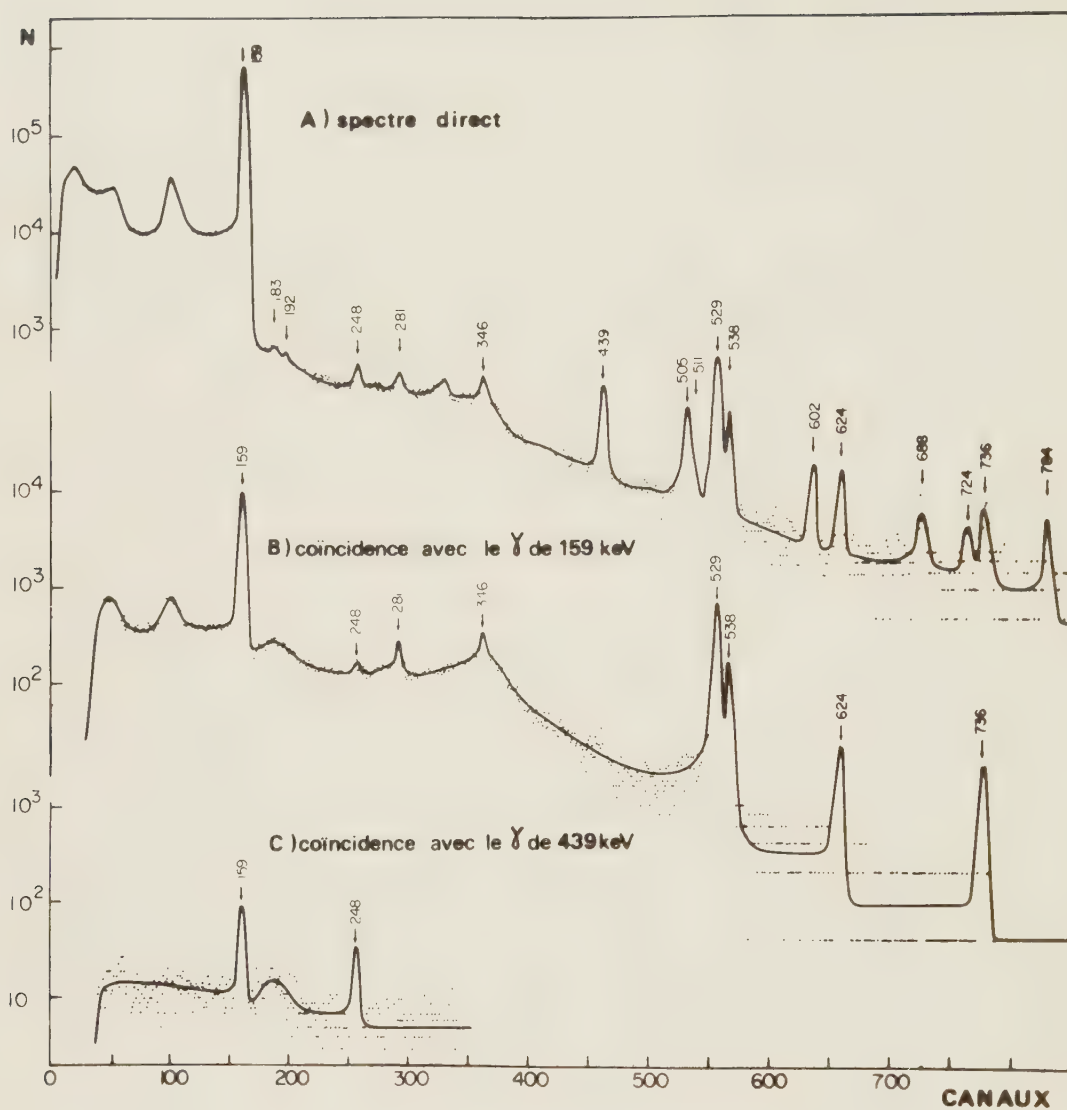


Fig.10 - Spectres de coïncidence γ - γ associés à la désintégration $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$.

Spectre direct		γ détectés en coïncidence avec la transition de	
E(KeV)	Intensité relative	159 KeV	440 KeV
158,7	1000		
182,6	0,26		
192,0	0,23		
248,3	0,70	248,3	248,3
280,6	0,53	280,6	
346,3	0,87	346,3	
439,2	2,55		
505,2	1,90		
528,8	7,8	528,8	
538,4	1,95	538,4	
624,5	0,44	624,5	
687,7	0,17		
735,7	0,29	735,7	
783,4	0,30		

Tableau IV - Energie et intensité relative des γ associés à la désintégration de ^{123}I .

infirme l'existence d'un niveau de 318 KeV. De nouveaux états excités sont mis en évidence (697.1 , 783.4 et 894.0 KeV). Des expériences récentes (39) confirment le schéma proposé.

raies de 511 ; 602,5 et 723,5 KeV qui décroissent avec une période $T_{1/2} = 4,2$ j et traduisent la présence dans la source d'un peu de ^{124}I . Tous les autres γ appartiennent au spectre de ^{123}I . Les raies de 280.6 , 346.3 , 528.8 , 538.4, 624.5 et 735.7 KeV, présentes dans la courbe B de la figure 10 avec la même intensité relative que dans le spectre direct, suggèrent l'existence de niveaux excités aux énergies de 439.2 , 505.2, 687.7 , 697.7 , 783.4 et 894.0 KeV. Quatre d'entre eux sont confirmés par l'existence de transitions directes vers l'état fondamental. Les spectres B et C, ainsi que des considérations de sommes, montrent que le γ de 248,3 KeV nourrit le niveau excité de 439,2 KeV. Toutes ces données permettent de proposer le schéma de niveaux de la figure 11, dans lequel sont placés tous les γ observés. On y retrouve les niveaux indiqués par GUPTA à 159, 440, 505 et 688 KeV. Par contre, l'absence de transitions de 318 et 380 KeV

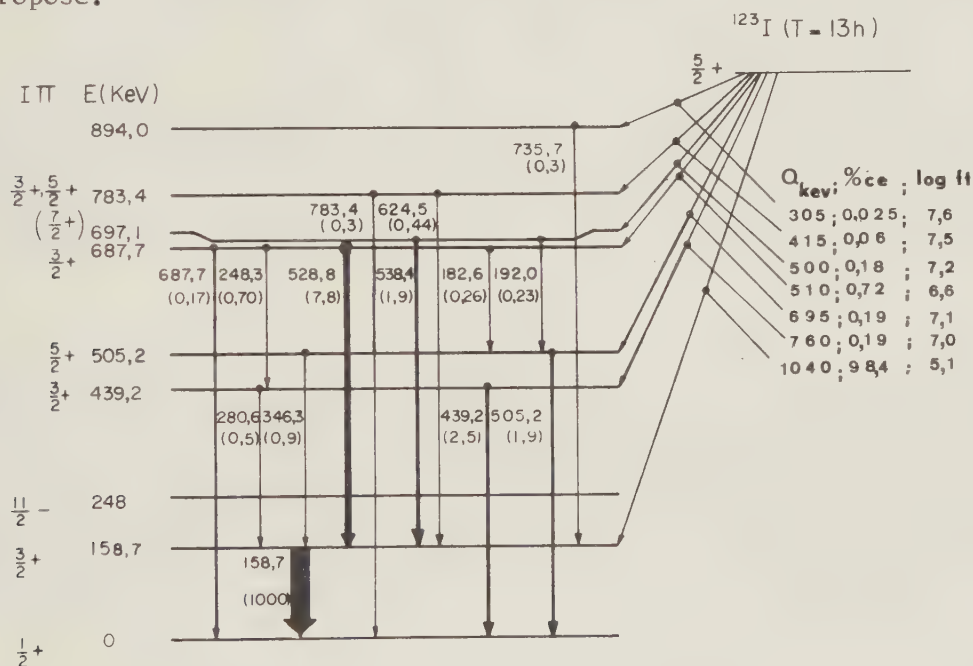


Fig. 11 - Schéma de niveaux de ^{123}Te .

Les spin et parité des trois premiers niveaux étaient seuls bien connus. Pour les états excités de plus grande énergie, les embranchements observés

suggèrent une parité positive = par analogie avec les noyaux tellure 125 et 127, deux niveaux à parité négative peuvent exister dans le domaine d'énergie exploré, l'un 9/2- et l'autre 7/2- ou 9/2- ; ils doivent se désexciter vers l'état isomérique 11/2-, ce qui n'est pas observé ici. Les valeurs des log ft, calculées en supposant que le niveau fondamental de ^{123}Te n'est pas nourri directement et en prenant pour la désintégration $Q = 1,2 \text{ MeV}$, limitent le spin aux valeurs 3/2, 5/2 ou 7/2. La valeur 7/2 est exclue d'une part pour les niveaux de 439,2 KeV et 505,2 KeV, fortement peuplés par excitation quadrupolaire électrique, et d'autre part pour le niveau de 687,7 KeV dont une voie de désexcitation comporte une transition directe vers l'état fondamental 1/2+. Les mesures de corrélation angulaire ont permis de préciser les valeurs du spin portées sur la figure 11.

IV. 2 - 2 - Expérience de corrélation angulaire

Cette expérience a été réalisée selon la technique précédemment exposée :

IV. 2 - 2 - 1) Préparation des sources : l'isotope radioactif ^{123}I est obtenu au séparateur d'isotopes sur un support d'aluminium. Quelques gouttes de solution acide HCl, 2N dissolvent la partie superficielle de ce support, et la plus grande partie de l'iode passe ainsi en solution. La source utilisée comporte une goutte de cette solution dans un petit cylindre de plexiglass, de diamètre intérieur 3 mm et d'environ 1 cm de hauteur. Les interactions éventuelles du milieu environnant les noyaux radioactifs sont faibles sous cette forme. Il s'agit d'interactions entre les champs magnétiques ou les gradients de champs électriques extérieurs au noyau avec le moment magnétique ou le moment quadrupolaire de celui-ci. Au cours d'une expérience de corrélation angulaire, si ces interactions agissent assez longtemps quand le noyau se trouve dans l'état excité intermédiaire, c'est-à-dire si la vie moyenne de ce niveau est assez longue, elles peuvent modifier la population de ses sous-états magnétiques et perturbent alors la corrélation angulaire. Pour ^{60}Co et ^{106}Pd , les périodes du niveau intermédiaire sont très courtes (0,7 ps et 12 ps respectivement), et l'on observe une corrélation non perturbée. La période du niveau intermédiaire 3/2+ du ^{123}Te , bien que plus grande (0,19 ns) est tout de même assez faible pour qu'aucune interaction ne perturbe la corrélation, surtout en phase liquide. GUPTA (35) a effectué une série d'expériences relatives à la cascade 11/2- (M4) 3/2+ (M1 + E2) 1/2+. Diverses concentrations de la solution utilisée ont conduit à la même valeur de l'anisotropie. Une estimation théorique, utilisant la formule d'ABRAGAM et POUND (40) fournit une valeur du coefficient d'atténuation G_2 de 0,99. La corrélation angulaire mesurée peut donc être considérée non perturbée.

IV. 2 - 2 - 2) La transition de 158.7 KeV (3/2+ $\rightarrow$ 1/2+) : le détecteur au germanium fournit le spectre des γ en coïncidence avec la raie de 158.7 KeV sélectionnée sur la voie comprenant les scintillateurs. Diverses expériences ont permis de préciser pour cette dernière transition les spins et parités des niveaux concernés et de mesurer le paramètre δ^2 du mélange M1 + E2. L'étude détaillée des électrons de conversion (33) a donné une valeur plus précise que celles déduites des corrélations angulaires électron de conversion- γ (41) et $\gamma - \gamma$ (35) associées à la cascade 11/2- (M4) 3/2+ (M1 + E2) 1/2+, ou fournie par la connaissance de la période du niveau de 158.7 KeV et de sa probabilité d'excitation coulombienne. Nous adoptons de ce fait la valeur extraite de la référence (33), soit

$$\delta^2 = 0,0067 \pm 0,0011$$

La mesure de corrélation angulaire $\gamma - \gamma$ montre que δ est positif (35). On en déduit donc la valeur du facteur $A_2^{(2)}$ associé à la transition de 158,7 KeV

$$A_2^{(2)} = + 0,353 \pm 0,012$$

L'expérience effectuée permet alors de mesurer le facteur $A_2^{(1)}$ caractéristique des transitions nourrissant le niveau de 158,7 KeV et issues des niveaux de 439.2 , 505.2, 687.7 , 697.1 et 783.4 KeV.

IV. 2 - 2 - 3) Résultats expérimentaux : le tableau V contient les valeurs de A_2 et $A_2^{(1)}$ déduites des mesures.

E (KeV) du niveau	A_2	$A_2^{(1)}$	I, π du niveau initial	$\frac{\delta^2}{1+\delta^2} (E2/M1)$
439,2	$-0,26 \pm 0,03$	$-0,74 \pm 0,10$	3/2+	$6 \pm 5 \%$
505,2	$0,006 \pm 0,030$	$0,017 \pm 0,080$	5/2+	$1 \pm 2 \%$
687,7	$-0,19 \pm 0,02$	$-0,54 \pm 0,07$	3/2+	
697,1	$-0,045 \pm 0,030$	$-0,13 \pm 0,09$	7/2+	
783,4	$0,23 \pm 0,06$	$0,65 \pm 0,18$	3/2+, 5/2+	

Tableau V - Corrélations angulaires $\gamma - \gamma$ dans ^{123}Te .

Les causes d'erreur ont été discutées précédemment. Les erreurs figurant dans la colonne 3 prennent en considération celles pouvant affecter $A_2^{(2)}$. Les facteurs de correction Q_2 ne dépendent pas de manière sensible de l'énergie. Ils valent 0,95 pour les scintillateurs et 0,90 pour le détecteur à jonction. Les ellipses de la figure 12 représentent la

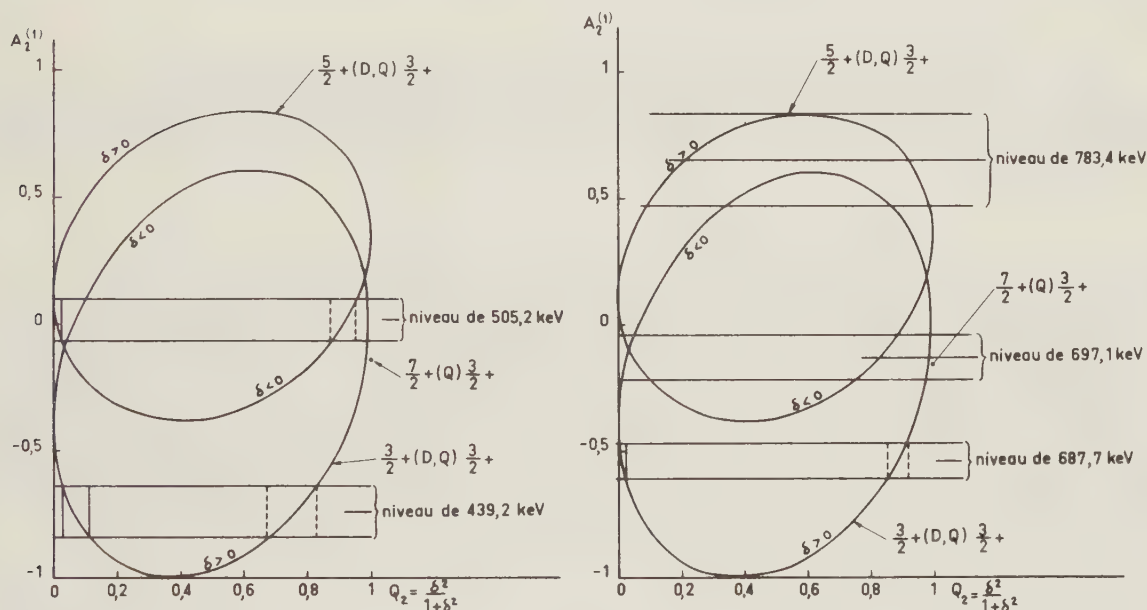


Fig. 12 - Cette figure représente la variation du facteur $A_2^{(1)}$ en fonction du paramètre $\delta^2 / 1 + \delta^2$ pour des transitions $5/2+ \rightarrow 3/2+$ et $3/2+ \rightarrow 3/2+$. L'ellipse se réduit à un point pour une transition $7/2+ \rightarrow 3/2+$. Les différentes valeurs expérimentales $A_2^{(1)}$ obtenues sont portées, chacune avec sa barre d'erreur.

variation du facteur

$$A_2^{(1)} = \frac{F_2(13/2 \ 11) + 2 \delta F_2(13/2 \ 12) + \delta^2 F_2(13/2 \ 22)}{1 + \delta^2}$$

en fonction du paramètre $Q_2 = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2}$, dans les cas où $I = 5/2$ et $I = 3/2$.

Cette courbe se ramène à un point pour $I = 7/2$. Les valeurs possibles du facteur $A_2^{(1)}$ déduites de l'expérience sont aussi reportées sur ces figures. Il en résulte que les niveaux de 439.2 et 687.7 KeV possèdent un spin et une parité $3/2+$. Pour les autres niveaux, l'expérience ne permet pas de déterminer le moment angulaire avec certitude. Cependant, le niveau de 697.1 KeV ne présente pas d'embranchement vers le niveau fondamental, ce qui permet de retenir le spin $7/2$; la valeur expérimentale du facteur $A_2^{(1)}$ obtenue pour ce niveau est d'ailleurs très voisine de la valeur théorique relative à la cascade $7/2+ \rightarrow 3/2+ \rightarrow 1/2+$. Les expériences d'excitation coulombienne révèlent la nature collective des deux niveaux de 439.2 et 505.2 KeV. On peut l'expliquer par le couplage du niveau à un phonon du cœur pair-pair avec l'état de particule $s \ 1/2$, couplage donnant deux niveaux de spin $3/2$ et $5/2$. Le niveau de 439.2 KeV possédant un spin $3/2$, ce schéma conduit à attribuer le spin $5/2$ à l'état excité de 505.2 KeV. Un état $5/2+$ existe à une énergie voisine dans les isotopes de tellure de masse 125 et 127.

Parmi la double possibilité de mélange que l'on peut déduire de la figure 12, nous avons retenu pour les transitions de 280.6 et 346.3 KeV celle qui correspond à une contribution E2 relativement faible (dernière colonne du tableau V). L'autre série de valeurs conduirait à des probabilités de transition réduites difficiles à interpréter: celles-ci impliqueraient une importante composante ($d3/2 +$ phonon), en désaccord avec les résultats d'excitation coulombienne.

IV. 2 - 3 - Excitation coulombienne

Une expérience réalisée en utilisant des protons et des particules α comme projectiles (26) a fourni une valeur de l'élément de matrice $B(E2)$ relatif à l'excitation du premier niveau à 158.7 KeV, et mis en évidence l'excitation des états excités de 440 et 505.2 KeV; mais la probabilité d'excitation de ces deux derniers niveaux n'avait pu être déterminée.

Les spectres que nous avons obtenus par coïncidence Ions lourds - γ (figure 13) et par mesure directe à l'aide d'un détecteur au germanium (figure 8A) contiennent les γ issus des trois niveaux ci-dessus. Aucune autre transition appartenant à cet isotope n'a pu être détectée. Le tableau VI contient les valeurs obtenues pour le $B(E2)$ des niveaux de 439.2 et 505.2 KeV. Les coefficients de conversion α_K des γ issus de ces niveaux s'obtiennent par comparaison avec $\alpha_K(158.7 \text{ KeV})$ à partir des intensités relatives des γ et des électrons de conversion détectés par une jonction au silicium. La probabilité d'excitation du niveau de 158.7 KeV n'est obtenue qu'avec une très grande incertitude (car la plupart des γ de même énergie suivent en cascade les transitions de 280.6 et 346.3 KeV). Aussi, la valeur du $B(E2)$ associé à ce niveau figurant dans le tableau est celle fournie par la référence (26). Les remarques effectuées à propos de ^{125}Te et relatives aux erreurs s'appliquent également à cet isotope.

E (KeV) du niveau	B (E2 ; †) $e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$	Période du niveau	Transition (KeV)	B (E2 ; †) $e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$	B(M1 ; †) $(e\hbar/2mc)^2$
158,7	0,018	$(0,19 \pm 0,01) \text{ ns}$	158,7 (3/2+ - 1/2+)	$1,94 \times 10^{-2}$	$5,2 \times 10^{-2}$
439,2	$0,27 \pm 0,03$	$\leq 2,1 \times 10^{-11} \text{ s}$	439,2 (3/2+ - 1/2+)	0,135	--
			280,6 (3/2+ - 3/2+)	$\geq 1,5 \times 10^{-2}$	$\geq 1,3 \times 10^{-2}$
505,2	$0,36 \pm 0,03$	10^{-11} s	505,2 (5/2+ - 1/2+)	0,12	--
			346,3 (5/2+ - 3/2+)	$3,6 \times 10^{-2}$	3×10^{-2}

Tableau VI - Excitation coulombienne de ^{123}Te

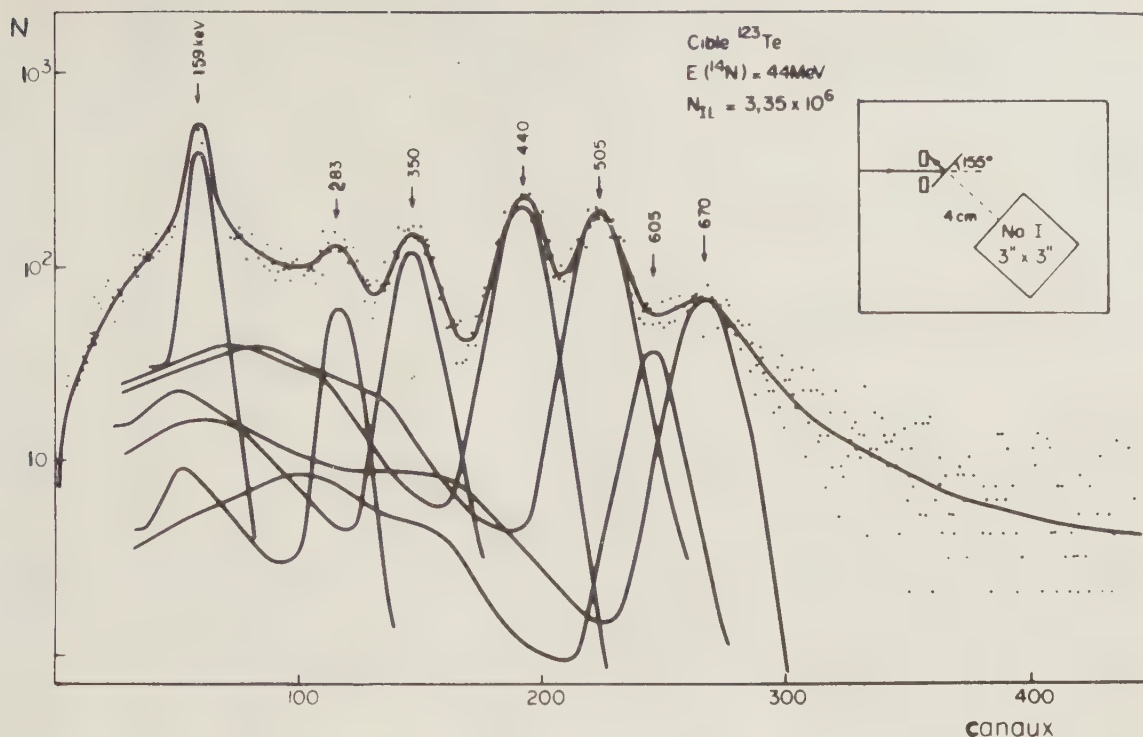


Fig. 13 - Spectre γ d'excitation coulombienne de ^{123}Te .

Les valeurs de $B(E2; \downarrow)$ et $B(M1; \downarrow)$ relatives aux transitions de 280.6 et 346.3 KeV sont calculées en utilisant les résultats des expériences de corrélations angulaires. Pour la première d'entre elles, les valeurs limites indiquées ont été obtenues en supposant que la transition $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ de 439.2 KeV est E2 pure.

IV.3 - NOYAU ^{121}Te

Seuls les trois premiers niveaux de ^{121}Te ont été étudiés à partir de la désexcitation de l'état isomérique $11/2^-$ (période $T_{1/2} = 154$ j) (33). Nous avons pu mettre en évidence un certain nombre d'états excités de plus grande énergie, grâce à l'étude des γ associés à la désintégration de ^{121}I (42). La valeur obtenue pour la période de cet isotope ($T_{1/2} = 2,1 \pm 0,1$ h) s'accorde avec le résultat d'une mesure antérieure (43). Le tableau VII résume les données des spectres directs γ et des spectres de coïncidence $\gamma - \gamma$ réalisés ; deux des spectres obtenus sont illustrés par la figure 14. Les transitions associées à la désintégration de ^{121}I (première colonne du tableau VII) apparaissent avec la même intensité relative - aux erreurs expérimentales près - au cours des différentes expériences effectuées, et les valeurs indiquées sont la moyenne des diverses mesures. Le γ de 470.6 KeV (colonne I) se situe à une énergie très voisine de celui de 470.5 KeV émis après désintégration du noyau ^{121}Te . Toutefois, compte tenu de l'intensité relative de ce dernier par rapport au γ de 573.4 KeV (dernière colonne du tableau) il ne contribue que pour 1/50^e environ au pic du spectre A (figure 14).

L'analyse des énergies γ et des spectres de coïncidence $\gamma - \gamma$ conduit à proposer le schéma de niveaux partiel de la figure 15, qui comporte les transitions les plus intenses observées. La figure 14 B montre les raies en coïncidence avec la transition de 212.2 KeV. Les pics d'énergie 230.9, 262.8, 319.7, 382.0, 470.6, 598.6, 699.6, 963.2, 957.6 et 1014.4 KeV figurent dans ce spectre avec sensiblement la même

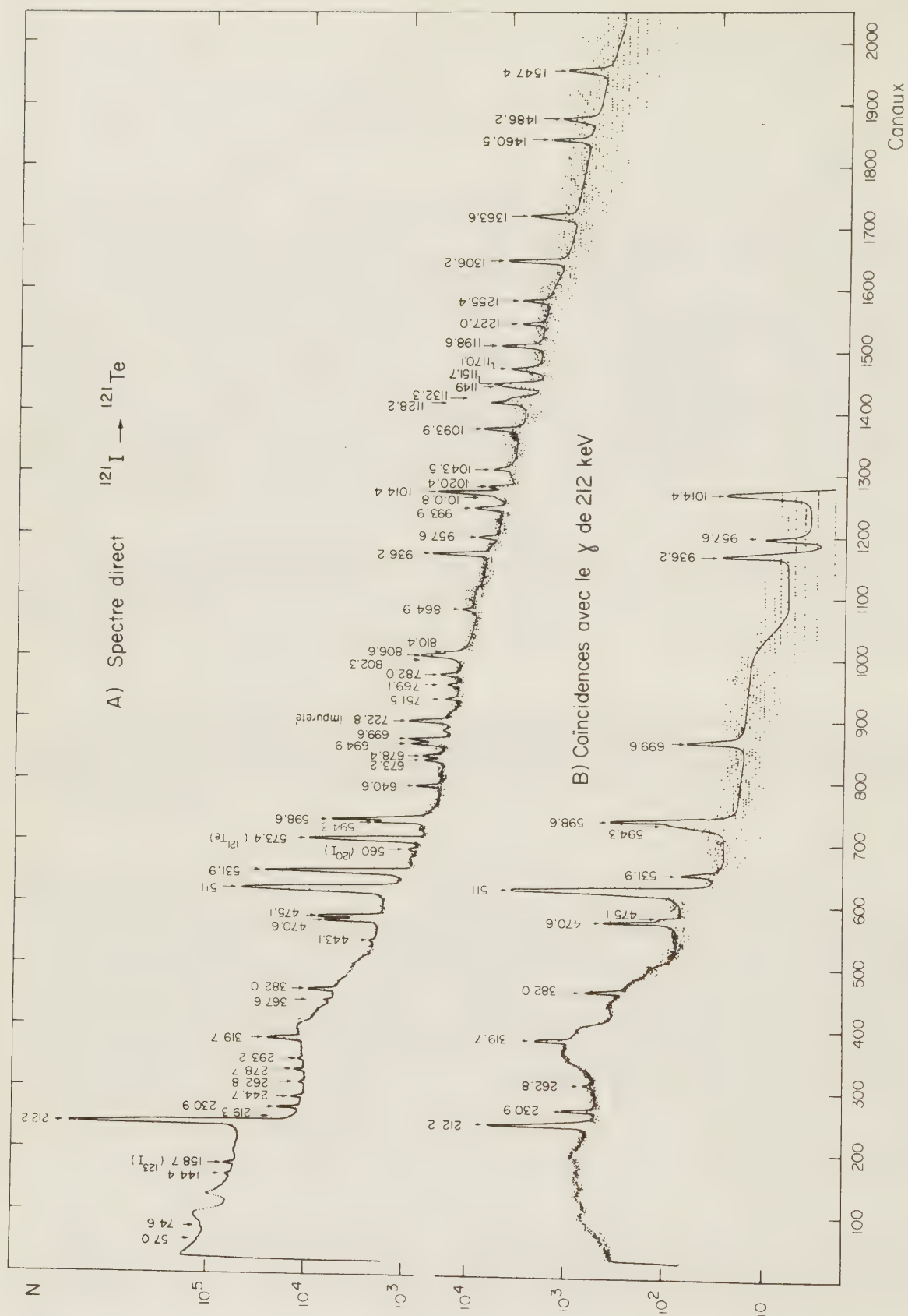


Fig. 14 - Spectres γ associés à la désintégration de ^{121}I .

Spectre direct $^{121}\text{I} \rightarrow ^{121}\text{Te}$		Spectres de coïncidence $\gamma - \gamma$						Spectre direct $^{121}\text{Te} \rightarrow ^{121}\text{Sb}$	
		bande 200-224 KeV		bande 495-522 KeV		bande 520-565 KeV			
E (KeV)	Intensité relative	E (KeV)	Intensité relative	E (KeV)	Intensité relative	E (KeV)	Intensité relative	E (KeV)	Intensité relative
57,0	0,05							65,7	0,25
74,6	0,03							470,5	2
144,4	1							507,6	22
212,2	1000	212,2	1000	212,2	1000	212,2	1000	573,4	100
219,3	0,4								
230,9	3,3	230,9	170						
244,7	1,2			244,7	?				
262,8	0,8	262,8	30						
278,7	1,5			278,7	6	278,7	55		
293,2	0,9								
319,7	12	319,7	440						
367,6	1								
382,0	5,7	382,0	230						
443,1	0,35								
470,6	9,4	470,6	370						
475,1	11	475,1	40	475,1	4				
511	150	511	5800	511	205	511	590		
531,9	69	531,9	40	531,9	23	531,9	22		
560	$^{120}\text{I} \rightarrow ^{120}\text{Te}$								
573,4	$^{121}\text{Te} \rightarrow ^{121}\text{Sb}$								
594,3	4	594,3	105						
598,6	16	598,6	800						
601	$^{120}\text{I} \rightarrow ^{120}\text{Te}$					601	55		
614	$^{120}\text{I} \rightarrow ^{120}\text{Te}$					614 ^{120}I	55		
640,6	0,9					640	70		
673,2	0,9								
678,4	0,9								
694,9	2								
699,6	3	699,6	110						
751,5	0,5								
769,1	0,3								
782,0	0,9								
802,3	0,4								
806,6	2,5								
810,4	0,9								
864,9	0,3								
936,2	3	936,2	92						
957,6	0,5	957,6	20						
993,9	0,9								
1010,8	1								
1014,4	3	1014,4	85						
1020,4	0,5								
1043,5	0,5								
1093,9	0,75								
1128,2	0,6								
1132,3	0,3								
1149,0	0,7								
1151,7	0,7								
1170,1	0,4								
1198,6	0,7								
1227,0	0,3								
1255,4	0,3								
1306,2	1,1								
1363,6	0,7								
1460,5	0,2								
1486,2	0,2								
1547,4	0,35								

Tableau VII - Energie et intensité des γ associés aux désintégrations de ^{121}I et ^{121}Te .

intensité relative que dans le spectre direct ; ces γ sont vraisemblablement émis par des niveaux se désexcitant avec un embranchement vers le premier état excité. La plupart de ces niveaux sont confirmés par l'existence d'une transition directe vers l'état fondamental. Une partie du fond Compton du spectre γ de plus haute énergie, sélectionnée en même temps que le pic photoélectrique de 212.2 KeV sur l'une des deux voies du dispositif de coïncidences, explique la présence dans le spectre 14 B, avec des intensités relatives plus faibles, des raies de 212.2 , 475.1 et 531.9 KeV. Cette conclusion est justifiée par le spectre de coïncidence, réalisé en déplaçant cette bande d'énergie près du pic photoélectrique associé au γ de 212 KeV, et qui contient ces trois raies. Le niveau de 810.7 KeV, déjà suggéré par les arguments ci-dessus, rend compte également de la coïncidence 278.6 - 531.9 KeV. La coïncidence 212.2 - 594.3 KeV et l'existence d'une raie γ de 806.6 KeV uniquement dans le spectre direct établissent la présence d'un état excité de 806.6 KeV. Dans la figure 14 B, le pic de 594.3 KeV a, par rapport aux autres γ , une intensité relative plus faible que dans le spectre direct. Ceci peut s'expliquer par la présence de deux raies très voisines, l'une correspondant à une transition entre niveaux de 806.6 et 212.2 KeV et l'autre à une transition entre le niveau de 594.3 KeV et l'état fondamental, ces deux transitions ayant sensiblement la même intensité relative. Seules, des considérations de somme suggèrent les niveaux excités de 993.9 , 1255.4 et 1306.2 KeV.

Récemment, D. GFOLLER et H. LANGHOFF ont étudié la désintégration de ^{121}I (44). Leurs résultats ne diffèrent de ceux présentés ci-dessus qu'en ce qui concerne les γ de très faible intensité ($< 1\%$). Ils observent aussi la coïncidence 212.2 - 230.9 KeV, mais n'ont pas proposé d'état à 443 KeV, car ils n'ont pas mis en évidence la transition directe vers l'état fondamental. Ils retrouvent par contre tous les autres niveaux excités de la figure 15 et leur schéma de niveaux comporte en outre quelques états excités de plus grande énergie.

Les valeurs de log ft portées sur la figure 15 ont été calculées en supposant que la désintégration β^+ et C.E de ^{121}I ne nourrit pas directement le niveau fondamental de ^{121}I (il s'agirait d'une transition deux fois interdite entre un état de proton d5/2 et un état de neutron s1/2) ; le rapport $\beta^+ / \text{C.E}$ est supposé égal à la valeur théorique (l'intensité relative obtenue pour le γ d'annihilation de 511 KeV s'accorde avec cette valeur pour le niveau de 212.2 KeV). Le log ft n'a pas été calculé pour les niveaux situés au-dessus de 810.6 KeV. En effet, les γ non placés dans ce schéma susceptibles d'aboutir à un tel niveau ou d'en partir, bien que de très faible intensité, modifient l'estimation de l'embranchement β^+ ou capture électronique, et cette erreur se répercute sur la valeur du log ft. La désintégration qui nourrit le premier niveau possède un log ft = 5.1 qui peut correspondre à une transition permise. Pour les autres embranchements, les valeurs de log ft comprises entre 6 et 7 ne sont pas très caractéristiques. Les remarques effectuées à propos de ^{123}Te s'appliquent également ici = les niveaux nourris possèdent une parité positive et un spin 3/2, 5/2 ou 7/2. Les embranchements γ permettent d'éliminer une de ces valeurs. Les deux niveaux excités de 475.1 et 531.9 KeV pourraient être de même nature que les deux états à caractère collectif mis en évidence dans ^{123}Te ; ils se désexcitent avec les mêmes rapports d'embranchement.

Les énergies et intensités relatives des γ associés à la désintégration $^{121}\text{Te} \rightarrow ^{121}\text{Sb}$ ($T_{1/2} = 17 \text{ j}$) s'accordent bien avec les résultats obtenus par ailleurs (33 et 45) ; de plus, des réactions nucléaires et des expériences d'excitation coulombienne (46) ont apporté des précisions sur les propriétés des niveaux excités de ^{121}Sb .

IV. 4 - NOYAU ^{119}Te

Les travaux antérieurs effectués sur l'isotope ^{119}Te avaient permis de déterminer le spin et la parité 1/2+ de l'état fondamental (47), ainsi que la présence d'un état isomérique 11/2- aux environs de 320 KeV qui se désintègre totalement vers les états d'énergie de ^{119}Sb (48).

Le schéma de niveaux de la figure 18 a pu être établi à partir de l'étude des γ associés à la désintégration β^+ et capture électronique de ^{119}I . Différentes

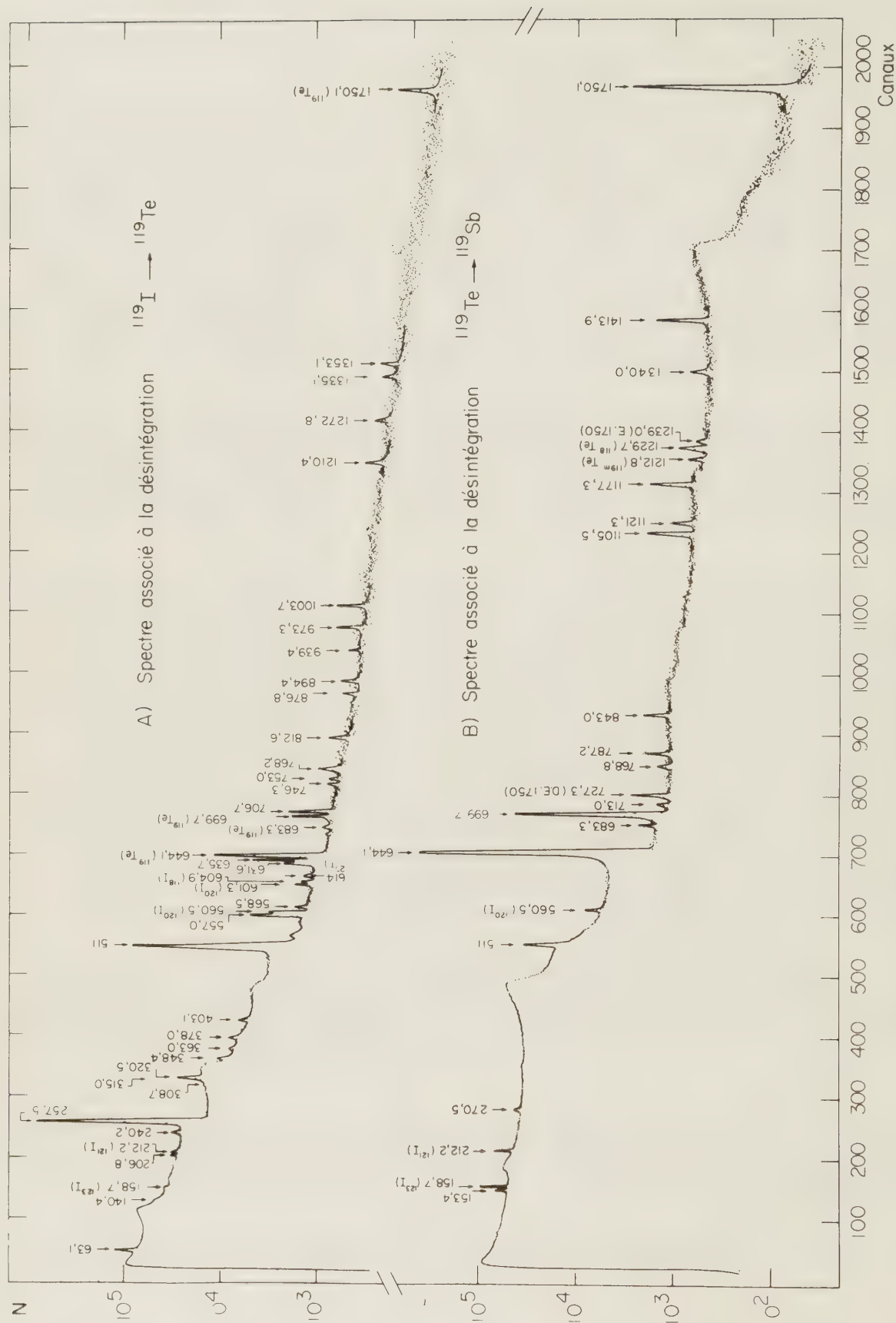


Fig. 16 - Spectres γ associés à la désintégration de ^{119}I et ^{119}Te .

$^{119}\text{I} \rightarrow ^{119}\text{Te}$		$^{119}\text{Te} \rightarrow ^{119}\text{Sb}$						
		Nos résultats			BERZINS et col. (réf. 40)		KANTELE et col. (réf. 42)	
E (KeV)	Intensité relative	E(KeV)	Intensité relative	Appartenance	E(KeV)	Intensité relative	E(KeV)	Intensité relative
63,1	7	153,4	0,3	m	152,8		153,2	
140,4	1	270,5	0,12	m	270,3		270,4	
206,8	3	511	4					
240,2	5,5	644,1	100	g	644,1	100	644,0	100
257,5	1000	683,3	0,17	g	684	0,1	683	0,2
308,7	1,5	699,7	11,5	g	699,6	12	699,7	11,6
315,0	3,5	713	0,1					
320,5	22	727,3	0,5					
348,4	3,5	768,8	0,1	g	768	0,1	768	0,2
363,0	2,5	787,2	0,35	g	788	0,2	787,2	0,33
378,0	4	843,0	0,4	g	843	0,3	843,5	0,35
403,1	3	1050,5	0,3				1049	0,22
511	500	1105,5	0,9	g	1105,6	1	1105,8	0,9
557,0	20	1121,3	0,3	g	1120,0	0,6	1120,0	0,35
631,6	10	1177,3	0,8	g	1177,8	1	1177,2	1
635,7	29	1212,8	0,25	m	1212,6	0,3	1212,6	
644,1	$^{119}\text{Te} \rightarrow ^{119}\text{Sb}$	1340,0	0,2	g	1338,7		1339	0,3
699,7	$^{119}\text{Te} \rightarrow ^{119}\text{Sb}$	1413,9	1,1	g	1412,8	1,2	1413,2	1,1
706,7	12	1750,1	4,5	g	1749,1	4,8	1749,5	4,2
746,3	2,5							
753,0	1							
768,2	6							
812,6	3							
876,8	1,7							
894,4	1,5							
939,4	1,2							
965,5	1							
973,3	4							
1003,7	5							
1210,4	1							
1272,8	1,2							
1335,1	1,5							
1353,7	1,5							

Tableau VIII - Energie et intensité des γ associés à la désintégration de ^{119}I

mesures ont conduit à admettre pour la période de cette transformation la valeur $T_{1/2} = 19.3 \pm 0.2$ mn, en accord avec celle obtenue par ailleurs (43). Les tableaux VIII et IX rassemblent les énergies et intensités relatives des raies γ observées dans les spectres directs et de coïncidence $\gamma - \gamma$. Les transitions γ associées à la décroissance de ^{119}I se retrouvent dans toutes les expériences (49) avec les mêmes intensités relatives. Le spectre obtenu offre une analogie avec ceux rencontrés pour les isotopes de masse 123 et 121 : l'existence d'un pic beaucoup plus intense que tous les autres. L'émission β^+ ou capture électronique du noyau ^{119}I dans son état fondamental nourrit essentiellement le premier niveau excité de ^{119}Te , situé à 257.5 KeV et possédant un spin et une parité $3/2^+$ comme le suggère la valeur de $\log ft$.

E_γ dans le spectre E_γ dans la bande	63,1	240,2	257,5	320,5	378,0	511	557,0	560,7	601	631,6	635,7	706,7
243 - 269	120	-	1000	-	180	12500	80	-	-	140	-	225
490 - 525	3	-	1000	8,6	-	410	13,5	-	-	?	?	-
620 - 660	35	80	1000	115	-	1080	475		305	-	-	-

Tableau IX - Coïncidences $\gamma - \gamma$ dans ^{119}Te : chaque ligne indique l'intensité relative des transitions en coïncidence avec les γ de la première colonne

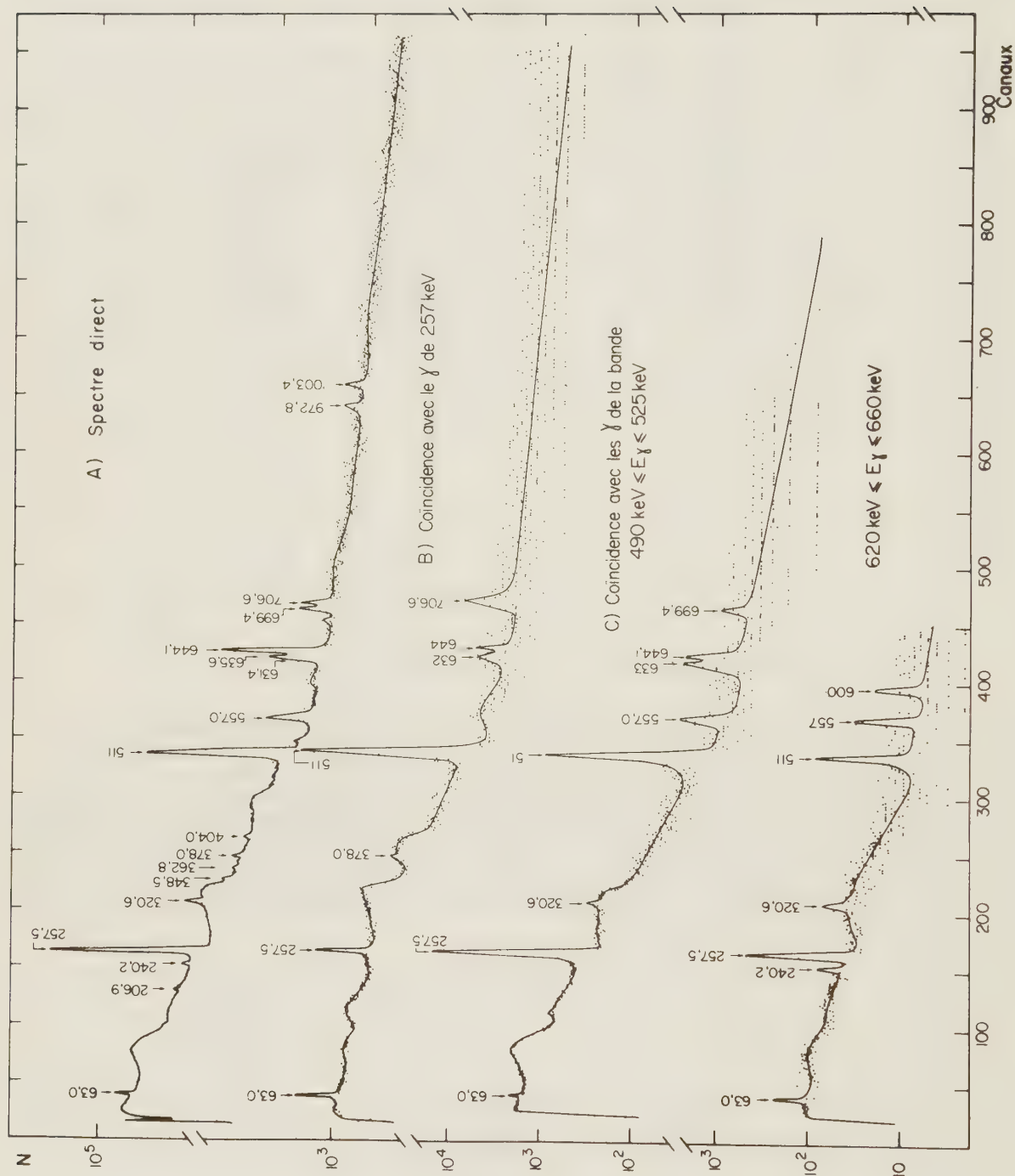


Fig. 17 - Spectres de coincidence γ - γ associés à la désintégration de ^{119}I .

Les raies γ de 63.1 , 378.0 et 706.7 KeV, sont en coïncidence avec la raie de 257.5 KeV, avec sensiblement la même intensité relative que dans le spectre direct (figure 16 A). Cela nous conduit à proposer l'existence de niveaux excités aux énergies de 320.6 , 635.6 et 964.2 KeV. Les deux premiers niveaux sont confirmés par la présence de transitions directes vers le niveau fondamental. La dernière ligne du tableau contient les intensités relatives des γ en coïncidence avec les transitions comprises dans la bande d'énergie $620 \text{ KeV} < E_\gamma < 660 \text{ KeV}$ c'est-à-dire les raies de 631.6 et 635.7 KeV. Les raies γ de 63.1 et 320.5 KeV n'étant pas en coïncidence avec celle de 635.7 KeV, on peut expliquer leur présence dans ce spectre par l'existence d'un niveau à 952.1 KeV se désexcitant vers celui de 320.5 KeV avec émission du γ de 631.6 KeV. Dans ce spectre, les raies de plus haute énergie (560 et 600 KeV) sont dues à la présence de ^{120}I dans la source radioactive utilisée.

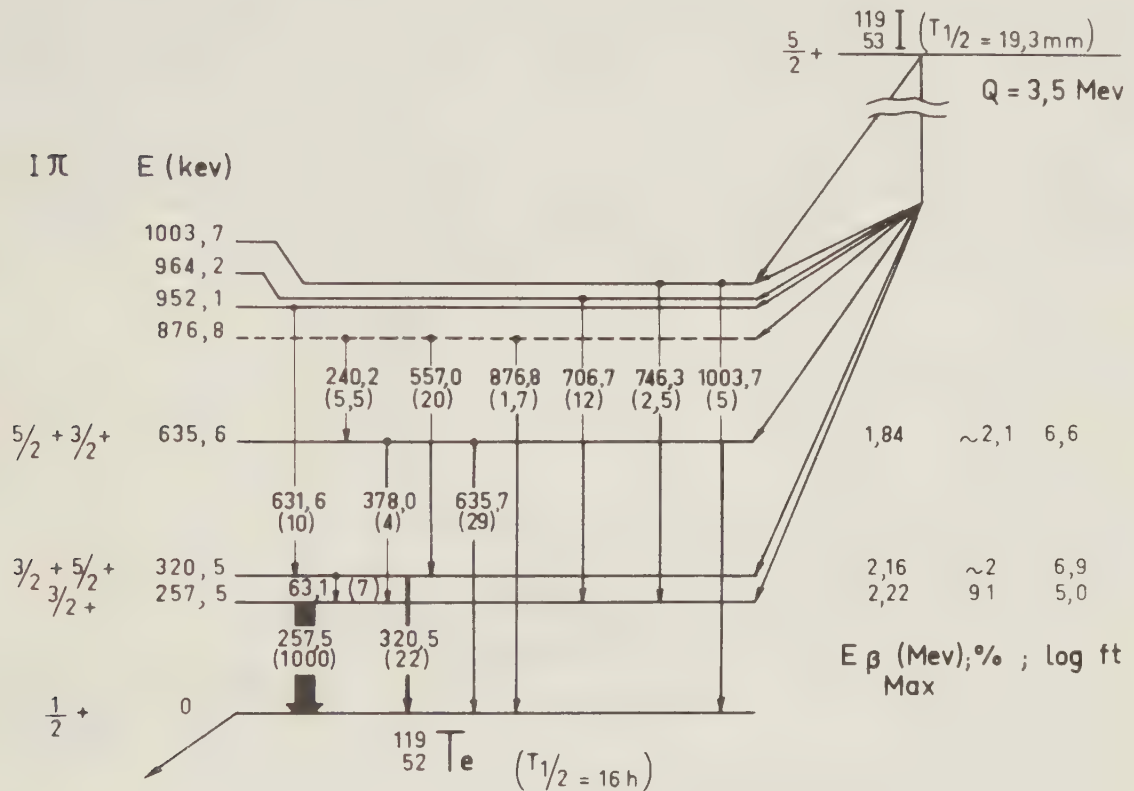


Fig. 18 - Schéma de niveaux de ^{119}Te .

Les valeurs de log ft indiquées sur la figure 18 ont été calculées avec les mêmes hypothèses que pour la désintégration $^{121}\text{I} \rightarrow ^{121}\text{Te}$. Les trois premiers niveaux de ^{119}Te présentent donc la même séquence que ceux des isotopes de masse 121, 123, 125, les intervalles d'énergie variant avec continuité. Le log ft et les embranchements γ suggèrent les valeurs 3/2+ ou 5/2+ pour le spin et la parité des niveaux de 320 et 635 KeV. Il serait intéressant de préciser le caractère de ces niveaux. Malheureusement, la courte période du noyau père et les faibles valeurs des embranchements vers les niveaux autres que celui de 257.5 KeV rend cette étude très difficile.

La désintégration de ^{119}Te a fait l'objet d'une étude détaillée (48 et 50). Les transitions γ associées à la décroissance de ^{119}Te ont toutes été retrouvées dans le spectre de la figure 16 B, avec un bon accord pour les énergies et les intensités

relatives.

IV. 5 - NOYAU ^{117}Te

Une expérience réalisée au CERN avec l'utilisation d'un séparateur d'isotopes auprès du synchrocyclotron de 600 MeV (43), a permis une première détermination de la période de ^{117}I ($T_{1/2} = 6.5 \pm 1$ mn), et la mise en évidence de γ de 160, 340 et 511 KeV dans le spectre associé, réalisé à l'aide d'un détecteur à scintillation. Nous avons étudié avec un détecteur au germanium le spectre de plusieurs sources de ^{117}I qu'il est possible de préparer en une dizaine de minutes après la fin de l'irradiation (51).

La période trouvée pour l'iode ($T_{1/2} = 2.4 \pm 0.3$ mn) s'est en fait révélée nettement plus courte que la valeur précédemment citée. Elle a été déduite, d'une part de l'analyse de la décroissance de l'activité globale de chaque source, d'autre part de la mesure de la période de chacune des transitions observées dans le spectre, mesure effectuée comme suit : une expérience comporte trois irradiations. Pour chaque irradiation, nous accumulons trois spectres dans trois groupes de 1024 canaux d'un bloc mémoire de 4096 canaux, les temps d'accumulation successifs étant respectivement de 2,5; 2,5 et 5 mn. À l'aide d'un ordinateur numérique, les spectres de même rang enregistrés sur bande magnétique sont additionnés. L'analyse des trois spectres ainsi obtenus fournit la période de chaque pic. Ils sont ensuite additionnés de manière à améliorer la statistique pour préciser les énergies et intensités relatives des raies observées. La figure 19 représente la somme des 9 spectres enregistrés au cours d'une expérience.

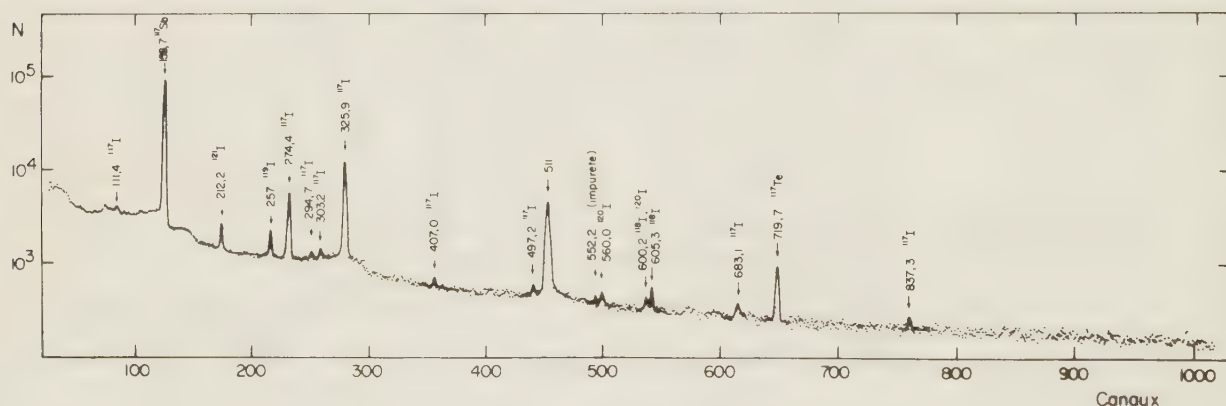


Fig. 19 - Spectre γ associé à la désintégration de ^{117}I .

Quelques unes des raies de ce spectre décroissent avec une assez grande période et ont pu aisément être attribués soit aux descendants du ^{117}Te , soit à des isotopes de masse voisine entraînés comme impureté au cours de la séparation isotopique. Ainsi la raie de 158.7 KeV appartient au spectre de ^{117}Sb . Tous les autres γ sont de courte période. On a pu mesurer celle-ci pour les deux plus intenses d'entre eux (274.4 et 325.9 KeV) et associer ces deux transitions à la désintégration de ^{117}I . La statistique faible des autres raies ne permet pas de déterminer leur période avec précision. Elles présentent, aux erreurs expérimentales près, la même intensité relative dans les trois spectres successifs, et sont absentes de celui mesuré une heure après la fin de l'irradiation. Ces γ ne peuvent être associés à la décroissance de ^{116}I , de période trop courte (0.5 mn) pour être détectée ; par ailleurs, les γ provenant des premiers niveaux excités de ^{116}Te ont été étudiés par réaction $^{116}\text{Sn}(\text{He}, 3n)^{116}\text{Te}$ et leur énergie (52) diffère des valeurs du tableau. On peut donc associer ces transitions de faible intensité à la désintégration de ^{117}I (tableau X).

Comme pour les isotopes de masse impaire du tellure allant de 119 à 125 ,

le niveau fondamental du ^{117}Te possède un spin et une parité $1/2+$ (39). Le γ le plus intense de 325.9 KeV correspond à la désexcitation d'un niveau de même énergie. Le moment angulaire et la parité de l'état fondamental de l'iode ne sont pas connus. L'étude systématique des niveaux de cette région permet de prévoir qu'il s'agit d'un niveau $5/2+$. En supposant alors que l'état fondamental du tellure n'est pas nourri (la transition serait deux fois interdite), et en prenant pour la désintégration $Q = 4.7 \pm 0.2$ MeV, comme on peut le déduire d'études systématiques des énergies β (53), on obtient pour la transition qui nourrit le niveau de 325.9 KeV la valeur $\log ft = 5 \pm 0.2$. Ce $\log ft$ s'accorde avec une transition permise et le niveau a un spin et une parité $3/2+$.

La transition de 274.4 KeV présente une assez grande intensité. Si l'on suppose qu'elle provient d'un niveau de plus haute énergie que le précédent, on trouve pour l'embranchement β^+ et capture électronique qui le peuple $\log ft = 5.1$, donc correspondant à une transition permise. Cette situation ne se rencontre dans aucun des autres isotopes de masse 119, 121 ou 123, dans lesquels on n'a mis en évidence aucun autre niveau de quasi-particule à basse énergie. L'existence d'un niveau de 274.4 KeV paraît plus vraisemblable. Il serait nourri partiellement par capture électronique et émission β^+ de ^{117}I et partiellement par une transition très convertie de 51.5 KeV issue du niveau de 325.9 KeV.

E (KeV)	Intensité relative
111,4	5
274,4	270
294,7	13
303,2	20
325,9	1000
407,0	9
487,2	15
511	
683,1	25
837,3	20

Tableau X - Energie et intensité relative des γ associés à la désintégration de ^{117}I .

V - DISCUSSION

Les isotopes du tellure faisant l'objet de cette étude comportent un nombre de neutrons qui varie de 65 à 73. Le modèle en couches prévoit qu'à partir de 65, les neutrons sont répartis dans les orbitales $s\ 1/2$, $d\ 3/2$ et $h\ 11/2$ de la couche $N = 4$. Il est possible d'expliquer une grande partie des résultats observés en prenant les trois configurations précédentes comme excitations individuelles possibles du neutron célibataire, et en considérant leur couplage avec les excitations du cœur pair-pair. De grandes analogies existent dans le comportement des différents isotopes. Nous allons d'abord discuter les propriétés des niveaux de même nature mis en évidence dans ces noyaux, avant de comparer les résultats expérimentaux globaux à des calculs théoriques.

V.1 - LES PREMIERS NIVEAUX $1/2+$, $3/2+$ et $11/2-$

Le niveau fondamental et deux états faiblement excités des noyaux de

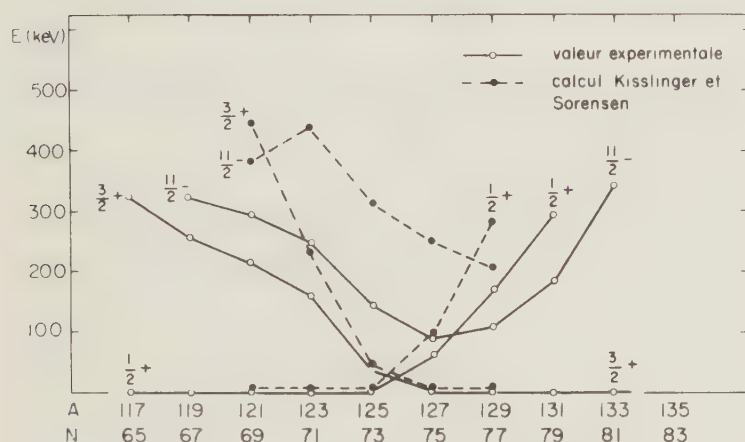


Fig. 20 - Energie des premiers niveaux excités des isotopes de tellure de masse impaire.

tellure de masse impaire possèdent un spin et une parité respectifs $1/2+$, $3/2+$ et $11/2-$. La figure 20 montre la variation de l'énergie de ces états : un trait plein relie les valeurs expérimentales, le tracé en pointillé indiquant l'énergie des premiers niveaux (présentant la même séquence de spins) calculée par KISSLINGER et SØRENSEN. On observe des différences entre valeurs calculées et mesurées pouvant atteindre 200 KeV, mais les deux courbes varient de la même manière avec le nombre de neutrons. Dans la fonction d'onde calculée pour ces trois états la configuration à une quasi-particule constitue le terme prédominant : lorsque l'on passe de la masse 121 à la masse 127 le facteur $C_j^{j_0}$

(défini chapitre II, formule II.15) varie de 0,77 à 0,68 pour le niveau $1/2+$, de 0,80 à 0,90 pour le niveau $3/2+$ et de 0,81 à 0,99 pour l'état isomérique $11/2$. Bien que ces calculs accordent une certaine importance aux configurations collectives, notamment pour l'état $1/2+$, ces trois niveaux se comportent essentiellement comme des états de quasi-particule, comme le confirment diverses expériences :

V. 1 - 1 - Les réactions nucléaires (d,p)

Elles ont permis de mesurer les facteurs spectroscopiques d'un grand nombre d'états excités des isotopes du tellure de masse 131, 129, 127 (54 et 12) et plus récemment 125 et 123 (55).

V. 1 - 1 - 1) Définition et expression du facteur spectroscopique : les réactions de stripping (d,p) ou de pick-up (d,t) excitent préférentiellement les états à une particule (ou à un trou) et

constituent de ce fait une bonne technique pour l'étude des configurations à une quasi-particule. On peut très schématiquement les décrire comme une interaction de surface entre le projectile et la cible, au cours de laquelle un neutron est transféré. La section efficace différentielle d'une réaction (d,p) s'écrit sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(d,p) = \frac{2 I_f + 1}{2 I_i + 1} \times P(\ell, Q, \theta) \times S(i, f)$$

Dans cette expression, $\frac{2 I_f + 1}{2 I_i + 1}$ représente le facteur statistique (I_i et I_f constituant

respectivement le moment angulaire de l'état fondamental du noyau cible et de l'état excité formé). La fonction P rend compte de la cinématique ; elle dépend de l'énergie Q libérée dans la réaction, de l'angle θ entre le deuton incident et le proton émis, et du moment angulaire orbital ℓ du neutron transféré ; l'analyse par la méthode des ondes distordues de Born (DWBA) des distributions angulaires permet de déterminer le moment angulaire orbital de l'état excité. Le facteur spectroscopique $S(i, f)$ contient les informations nucléaires : il est relié à la probabilité pour qu'apparaisse un état de particule dans la fonction d'onde du noyau formé, et s'exprime par l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde de l'état initial et de l'état final, soit :

$$S(i, f) = |\langle \psi_f | a_{jm}^+ | \psi_o \rangle|^2$$

avec ψ_o fonction d'onde du noyau cible (ici noyau pair dans son état fondamental)
 ψ_f fonction d'onde de l'état excité du noyau impair formé
 a_{jm}^+ opérateur de création d'une particule.

Lorsqu'on exprime a_{jm}^+ en fonction des opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particule et que l'on prend les fonctions d'onde du chapitre II, formule (II.15), on obtient lorsque la cible est un noyau pair :

$$S(i, f) = [C_{j00}^j]^2 U_j^2 \quad (+ \text{ des termes négligeables})$$

Les facteurs négligés proviennent des termes à 4 quasi-particules que contient la fonction d'onde de l'état fondamental du noyau cible, et n'excèdent pas en général quelques % du terme principal.

U_j^2 représente la probabilité dans le noyau cible, pour que l'état du modèle en couches dans lequel le neutron est transféré soit libre. La force de pairing ayant pour conséquence de produire un très important mélange de configuration, la force rattachée à un état de particule indépendante se trouve répartie dans plusieurs états excités du noyau. Les deux règles de sommation ci-dessous permettent de déduire le nombre de trous n dans un état donné $|j\rangle$ du modèle des couches, ainsi que l'énergie de quasi-particule E_j , de la mesure des facteurs spectroscopiques de l'ensemble des états excités de moment angulaire j et d'énergie E_j^m sur lesquels $|j\rangle$ est réparti. Expérimentalement, la difficulté consiste à identifier tous ces états.

$$\sum_m (2j+1) S_j^m = n$$

$$E_j = \frac{\sum_m S_j^m E_j^m}{\sum_m S_j^m}$$

V. 1 - 1 - 2) les expériences (d,p) effectuées sur les isotopes pairs du tellure

donnent pour les niveaux de la figure 20, des valeurs du facteur spectroscopique beaucoup plus importantes que pour les autres états excités, ce qui confirme leur caractère d'état à une quasi-particule. Les facteurs spectroscopiques des niveaux de plus grande énergie et de même spin sont de dix à cent fois plus faibles. Dans le tableau XI, les valeurs expérimentales de S(if) sont comparées aux valeurs que l'on peut déduire des données de KISSLINGER et SORENSEN. L'accord s'avère assez bon, sauf en ce qui concerne le niveau $1/2+$ pour lequel le calcul fournit une valeur trop faible d'un facteur 4 environ. Dans le même tableau figurent les nombres de trous dans un état de particule, déduits de l'expérience d'une part, de la théorie de pairing de l'autre. Les valeurs expérimentales sont vraisemblablement obtenues par défaut, compte tenu de l'impossibilité (liée à la faible statistique) de déterminer le moment angulaire d'états excités susceptibles d'y contribuer. De ce fait, l'accord est acceptable pour les états d $3/2$ et h $11/2$. La valeur calculée s'avère à nouveau trop faible pour l'état s $1/2$.

		Facteur Spectroscopique du 1er Niveau Excité j		Nombre de Trous dans l'état de particule j	
		Expérimental	Calculé	Expérimental	Calculé
^{123}Te	$3s \frac{1}{2}$	0,37	0,115	0,87	0,39
	$2d \frac{3}{2}$	0,47	0,475	$\geq 2,1$	2,9
	$1h \frac{11}{2}$	0,30	0,575	$\geq 3,6$	7,5
^{125}Te	$3s \frac{1}{2}$	0,34	0,08	0,76	0,28
	$2d \frac{3}{2}$	0,41	0,48	2,0	2,5
	$1h \frac{11}{2}$	0,27	0,51	3,3	6,2
^{127}Te	$3s \frac{1}{2}$	0,24	0,046	0,54	0,20
	$2d \frac{3}{2}$	0,38	0,435	1,75	2,1
	$1h \frac{11}{2}$	0,25	0,39	3,0	4,9
^{129}Te	$3s \frac{1}{2}$	0,22		0,44	0,14
	$2d \frac{3}{2}$	0,34		1,34	1,6
	$1h \frac{11}{2}$	0,21		2,5	3,6
^{131}Te	$3s \frac{1}{2}$	0,16		0,32	0,09
	$2d \frac{3}{2}$	0,25		1,0	1,16
	$1h \frac{11}{2}$	0,17		2,0	2,5

Tableau XI - Facteur spectroscopique et nombre de trous dans l'état de particule j déduits d'expériences (d,p) d'une part, et calculés à partir des données de KISSLINGER et SORENSEN, d'autre part.

V. 1 - 2 - L'Etat isomérique et la transition M4

La présence d'une transition M4(11/2- → 3/2+) est bien connue dans les isotopes du tellure de masse comprise entre 133 et 121. Elle n'a pas été observée dans 119 et ^{117}Te . L'intervalle d'énergie entre les niveaux 11/2- et 3/2+ diminue avec le nombre de neutrons ; il en résulte une diminution de la probabilité de transition M4. Or, par ailleurs, la possibilité d'un embranchement vers les niveaux excités de l'antimoine augmente. Cette voie, déjà importante dans ^{121}Te , devient la seule observée dans ^{119}Te . Dans ^{117}Te , la présence d'un niveau 5/2+ à basse énergie (51,56) permet au niveau 11/2- de se désexciter par une transition E3.

On peut caractériser la transition M4 par le facteur de ralentissement D défini par :

$$D = \frac{P_{\text{exp}}}{P_{\text{th}}^{\text{SP}}} = 3,27 \times 10^5 \frac{F}{A^2 \times \Delta E^9_{\text{MeV}} \times T_{1/2} (1+\alpha)}$$

Dans cette expression, P_{exp} représente la probabilité de transition expérimentale, $P_{\text{th}}^{\text{SP}}$ la valeur de la même quantité calculée par MOSZKOWSKI dans le cadre du modèle à particules indépendantes. Le coefficient numérique, pour la transition d'un neutron, est calculé en supposant $r_0 = 1,1 \times 10^{-15} \text{ m}$. Le niveau excité possède une période $T_{1/2}$ et se désexcite avec une probabilité relative F par la transition isomérique dont α est le coefficient de conversion total. Les valeurs obtenues pour le facteur D à partir des périodes et en utilisant les coefficients de conversion calculés par SLIV et BAND sont portés sur la figure 21 (traits pleins).

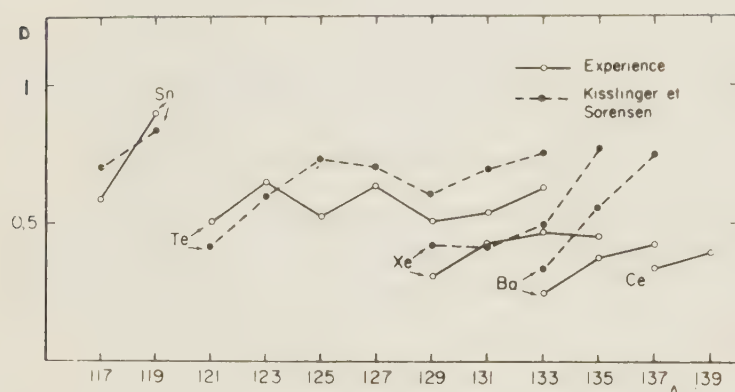


Fig. 21 - Facteur de ralentissement D de plusieurs transitions M4 (11/2- → 3/2+).

contient les facteurs de ralentissement déduits des données de KISSLINGER et SORENSEN. En négligeant, dans les opérateurs à une particule, les termes qui changent le nombre de phonons (hypothèse légitime pour une transition isomérique), l'expression du coefficient de ralentissement est donnée par :

$$D = (U_f U_i + V_f V_i)^2 \left[C_{j_{100}}^{j_i} C_{j_{f00}}^{j_f} \right]^2$$

Les paramètres U et C ont été précédemment définis. Pour l'ensemble des noyaux considérés, les énergies des états de quasi-particule h 11/2 et d 3/2 sont voisines, de sorte que le terme $(U_f U_i + V_f V_i)$ demeure sensiblement égal à l'unité. Le facteur de ralentissement dépend surtout, de ce fait des coefficients $C_{11/2,00}^{11/2}$ et $C_{3/2,00}^{3/2}$. La

variation, en fonction du nombre de masse, du facteur D calculé pour les isotopes du

tellure s'explique par le fait que ce dernier coefficient croît avec le nombre de neutrons (quand celui-ci tend vers 82, la contribution de phonon diminue) tandis que

$C_{11/200}^{11/2}$ présente un maximum pour $A = 125$. Les données expérimentales varient moins rapidement avec le nombre de neutrons ; ce désaccord est encore plus sensible pour les isotopes de Xe et de Ba. Les calculs de KISSLINGER et SORENSEN prévoient une contribution des configurations collectives vraisemblablement trop faible dans les états $11/2^-$ et $3/2^+$ des noyaux ^{135}Xe , ^{137}Ba et ^{139}Ce , qui possèdent tous 81 neutrons. A ces remarques près, l'accord entre valeurs expérimentales et calculées de D s'avère assez bon.

V. 1 - 3 - La transition $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$

Le tableau XII résume les principales caractéristiques de la transition $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ observée dans les noyaux de tellure de masse 125, 123 et 121, et déduite des mesures de vie moyenne (57 et 34) et d'électrons de conversion (14, 33, 58). Cette transition est essentiellement à caractère M1, comme le confirment les valeurs très faibles du paramètre de mélange. Interprétée comme une transition M1 entre un état $d\ 3/2$ et un état $s\ 1/2$, elle apparaît du type 1 - interdite ($\Delta l = 2$), puisqu'elle viole la règle de sélection $\Delta l = 0$ caractéristique d'un rayonnement M1. De telles transitions ont été mises en évidence dans plusieurs noyaux voisins (^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{129}Sn et ^{131}Xe). Le facteur de ralentissement varie peu pour tous ces noyaux. ARIMA, HORIE et SANO (59) ont calculé des facteurs de ralentissement, en bon accord avec les résultats expérimentaux, en introduisant un mélange de configurations des états du modèle en couches dans la fonction d'onde des niveaux initial et final. SORENSEN utilise les fonctions d'onde de la référence (10) pour estimer les probabilités de transition M1 (17) et E2 (16). Si de tels calculs rendent bien compte des résultats expérimentaux obtenus pour les transitions M1 entre états de protons $g\ 7/2$ et $d\ 5/2$ (noyaux de Sb, I, Cs) ils conduisent à des facteurs de ralentissement trop importants pour les transitions de neutrons $d\ 3/2 \rightarrow s\ 1/2$, et notamment pour les isotopes du tellure.

Tandis que les probabilités de transition M1 gardent une valeur à peu près constante d'un noyau à l'autre, on observe d'importantes variations du facteur d'accélération des transitions E2. Le tableau XII met en évidence un fort accroissement de l'élément de matrice $B(E2)$ lorsqu'on passe du ^{123}Te au ^{121}Te . Deux effets sont à prendre en considération pour expliquer ce phénomène : la contribution des configurations collectives à la fonction d'onde de l'état excité, et notamment le terme

$C_{1/2\ 1/2}^{3/2} (B^+ a_{1/2}^+)_{3/2} | \psi_0 \rangle$ peut provoquer une accélération des transitions quadrupolaires.

Celles-ci sont par contre retardées à cause de l'effet des corrélations de paires qui se traduit par la présence du terme $(U_i U_j - V_i V_j)^2$ dans l'opérateur responsable de la transition. Pour des isotopes dont le nombre de neutrons correspond sensiblement au demi-remplissage d'une couche, l'importance des configurations collectives ne varie que lentement avec le nombre de masse. Le facteur $(U_i U_j - V_i V_j)^2$ devient très faible lorsque l'énergie des quasi-particules diffère peu de l'énergie de Fermi, et accuse alors de brusques changements avec le nombre de neutrons. Les isotopes du tableau XII, ainsi que ^{117}Sn et ^{119}Sn se trouvent dans ce cas, ce qui explique le rapide accroissement du $B(E2)$ quand le nombre de neutrons diminue. Les calculs de SORENSEN s'accordent assez bien avec l'ensemble des résultats expérimentaux observés. Cependant, pour les isotopes du tellure, la courbe calculée varie en fonction du nombre de masse en sens inverse des résultats expérimentaux. Ce désaccord peut s'expliquer par le fait que les énergies de particules indépendantes ϵ_j , prises comme paramètres dans les calculs de KISSLINGER et SORENSEN, ne sont pas exactes. Le minimum du facteur $(U_i U_j - V_i V_j)^2$, très sensible aux valeurs d'énergie de particules choisies, n'est pas prévu pour le nombre de neutrons correct. IKEGAMI et UDAGAWA (60) obtiennent un résultat théorique en meilleur accord avec l'expérience en estimant semi-empiriquement le facteur de ralentissement de pairing à partir de la différence des énergies de liaison dans les isotopes voisins de masse paire et impaire. Leur méthode est moins générale que celle présentée au chapitre II, car, à partir des énergies de quasi-particules, ils traitent par la méthode des perturbations les effets collectifs et négligent les autres interactions. Mais pour ces niveaux où l'influence du couplage avec les configurations collectives demeure faible, cette méthode donne de bons résultats et montre que les variations des $B(E2)$ résultent

Isotope	$E \text{ (KeV)}$ $\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	$T_{1/2}$	$\delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right)$	$\alpha \text{ Total}$	$B(E2; \downarrow)$ $e^2 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$	$\frac{B(E2)}{B(E2)_{Sp}}$	$B(M1; \downarrow)$ $\left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2$	$\frac{B(M1)}{B(M1)_{Sp}}$
^{125}Te	35,5	$1,475 \pm 0,01 \text{ ns}$ (réf. 57)	$(3,5 \pm 2) 10^{-4}$ (Réf. 58) $(8 \pm 3) 10^{-4}$ (Réf. 14)	13,2	$(1,65 \pm 1) 10^{-2}$ $(3,8 \pm 1,4) 10^{-2}$	$4,5 \pm 2,5$ 10 ± 4	$4,2 \times 10^{-2}$	$\frac{1}{28}$
^{123}Te	158,7	$(19,85 \pm 1) 10^{-11} \text{ s}$ $(18,6 \pm 2) 10^{-11} \text{ s}$	$(6,7 \pm 1,1) 10^{-3}$ (Réf. 33)	0,19	$(1,6 \pm 0,38) 10^{-2}$	$4,5 \pm 1$	$(4,3 \pm 0,3) 10^{-2}$	$\frac{1}{27 \pm 2}$
^{121}Te	212,2	$(0,62 \pm 0,15) 10^{-9} \text{ s}$	$0,050 \pm 0,003$	0,08	$0,092 \pm 0,028$	$25,5 \pm 7,5$	$(5,8 \pm 1,7) 10^{-2}$	$\frac{1}{20 \pm 6}$

Tableau XII - Principales caractéristiques de la transition $\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ dans les isotopes du tellure de masse 125, 123 et 121.

des corrélations de paires.

V. 1 - 4 - Les rapports d'embranchement et capture électronique des isotopes d'iode

L'état fondamental des isotopes d'iode étudiés possède un spin et une parité $5/2+$, correspondant à un état de proton d $5/2$. Sa désintégration par émission β^+ ou capture électronique nourrit essentiellement le premier état excité $3/2+$ du tellure. La valeur du log. ft de cette transition s'accorde avec celle calculée pour une transition permise entre un état de proton d $5/2$ et un état de neutron d $3/2$, ce qui confirme la configuration de quasi-particule de ce niveau.

V.2 - NIVEAUX A PARITE NEGATIVE

Le schéma de niveaux du ^{125}Te présente deux états excités à parité négative, situés à une énergie un peu supérieure à celle de l'état isomérique $11/2-$, déjà discuté : un état $9/2-$ à $320,9$ KeV et un niveau excité de $524,9$ KeV dont le moment angulaire n'est pas déterminé avec certitude ($7/2-$ ou $9/2-$). Une situation analogue se retrouve dans le ^{127}Te (11). Si de tels niveaux existent dans les isotopes plus légers du tellure (123, 121), ils ne sont pas peuplés par la désintégration β^+ ou capture électronique de l'iode.

Les calculs effectués par GLENDENNING (9) ne prévoient que des niveaux à parité positive. Il est par ailleurs difficile d'expliquer ce niveau $9/2-$ dans le cadre du modèle développé par KISSLINGER et SORENSEN (10) : l'état h $11/2$ est le seul état individuel à parité négative dans cette région d'énergie (les états h $9/2$, f et p de la couche $N = 5$ se situent à des énergies beaucoup plus grandes). De sorte que si l'on veut rendre compte des niveaux à parité négative par le couplage quasi-particule-phonon, la seule configuration de quasi-particule à considérer est cet état h $11/2$. Le terme responsable de l'interaction entre quasi-particule et phonon contient alors le facteur $(U_{11/2}^2 - V_{11/2}^2)$ (formule II.13). Lorsque l'état considéré est environ demi-rempli, cette interaction devient très faible. Les membres du multiplet résultant du couplage possèdent alors une énergie supérieure d'environ 600 KeV à celle de l'état individuel. Les isotopes ^{125}Te et ^{127}Te devraient se trouver dans ce cas, puisqu'on peut déduire des données de la référence (10) $U_{11/2}^2 = 0,46$ pour ^{125}Te .

KISSLINGER (61) interprète le niveau $9/2-$ comme un état à trois quasi-particules h $11/2$; considérant l'hamiltonien de particules situées dans un même état $|j\rangle$ du modèle en couches, en interaction par une force à deux composantes (appariement et interaction quadrupolaire), KISSLINGER néglige les termes proportionnels à $(U_j^2 - V_j^2)$ et montre que l'expression ainsi obtenue peut être diagonalisée sur les états à une et trois quasi-particules. Parmi ces derniers, si $j \geq \frac{7}{2}$, le niveau de moment

angulaire $j-1$ possède une énergie fortement abaissée par l'interaction quadrupolaire et se situe juste au-dessus de l'état à une quasi-particule j . Une caractéristique importante de cette structure réside dans l'interdiction de la transition M1 entre l'état à trois quasi-particules et l'état à une quasi-particule. KISSLINGER a calculé la probabilité de transition E2. Les caractéristiques du niveau de $320,9$ KeV ($9/2-$) du ^{125}Te s'accordent avec les propriétés ci-dessus. Il possède une période (62) $T_{1/2} = (0,695 \pm 0,015)\text{ns}$. Les mesures d'électrons de conversion (14) ont permis de déterminer le paramètre de mélange de la transition de 176 KeV ($\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}-$) (soit $72 \pm 2\%$ M1 et 28% E2). On en déduit les probabilités de transition réduite :

$$B(E2; \downarrow) = (0,106 \pm 0,010) e^2 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$$

$$B(M1; \downarrow) = (6,55 \pm 0,33) \times 10^{-3} \left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2$$

La valeur du $B(E2)$ que l'on peut déduire des données de KISSLINGER s'accorde avec le résultat expérimental. La transition $M1$ est fortement ralentie, puisque $\frac{B(M1)_{\text{exp}}}{B(M1)_{\text{sp}}} = \frac{1}{290}$. Il suffit de faibles composantes d'autres configurations (quelques $\%$ de l'état à une quasi-particule $h\ 9/2$, ou une légère contribution de phonon) pour expliquer ce rapport.

Dans ^{127}Te , le niveau $9/2^-$ se situe à une énergie supérieure de 252,4 KeV seulement à celle de l'état isomérique. Une situation analogue est également observée dans ^{131}Xe (63). Les isotopes 125 et ^{127}Te ont été étudiés par réaction (d,p) . Dans les deux cas, ce niveau $9/2^-$ n'a pu être mis en évidence par ce type d'expérience, ce qui prouve que la configuration à une quasi-particule de sa fonction d'onde possède une amplitude extrêmement faible.

Les données expérimentales concernant le niveau $(7/2^-$ ou $9/2^-)$ de 524,9 KeV sont insuffisantes pour que l'on puisse préciser sa nature.

V. 3 - LES NIVEAUX A CARACTERE COLLECTIF

Outre les niveaux discutés précédemment, les isotopes étudiés possèdent entre 400 et 800 KeV plusieurs états excités à caractère collectif. Ils résultent du couplage des états collectifs du coeur pair avec les états de quasi-particule du nucléon célibataire.

V.3 - 1 - Niveaux peuplés par excitation coulombienne

Les niveaux fortement peuplés par excitation coulombienne sont représentés sur la figure 22, ainsi que l'état fondamental et le premier état excité $3/2^+$ que nourrissent les γ de désexcitation. Les intensités relatives des différentes transitions sont indiquées, le chiffre 1 étant arbitrairement attribué à la transition du niveau considéré vers l'état fondamental.

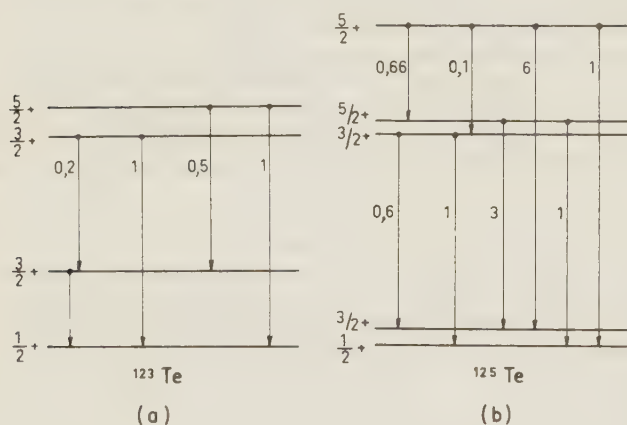


Fig. 22 - Niveaux de ^{123}Te et de ^{125}Te excités par interaction coulombienne.

sont indiquées, le chiffre 1 étant arbitrairement attribué à la transition du niveau considéré vers l'état fondamental.

DE SHALIT (64) a étudié les conséquences d'un couplage faible entre états individuels et états collectifs, sans formuler d'hypothèse quand à la structure de ces derniers. Dans le cadre d'un tel schéma, l'interaction de chaque niveau individuel de moment angulaire j avec le premier état 2^+ du coeur donne un multiplet. En particulier, dans le cas où $j = 1/2$, on obtient deux niveaux ($3/2$ et $5/2$) ; l'intervalle d'énergie qui les sépare dépend de l'interaction responsable du couplage, mais chacun d'eux se désexcite vers le niveau individuel $1/2$ avec une probabilité de transition réduite $E2$ égale à la probabilité de transition réduite $2^+ \rightarrow 0^+$ dans l'isotope voisin de masse paire. Les isotopes 123 et ^{125}Te possédant un état fondamental de moment angulaire et parité $1/2^+$, les expériences d'excitation coulombienne précédemment

décrites permettent d'étudier si un tel modèle s'applique à ces noyaux. Les résultats obtenus pour ^{123}Te s'accordent avec les prévisions ci-dessus : deux niveaux, de spin $3/2^+$ et $5/2^+$, sont excités, et leurs probabilités réduites de désexcitation vers l'état fondamental (respectivement 0,135 et 0,12 en unité $e^2 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$) ne diffèrent pas notablement de la valeur $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) = 0,120 \pm 0,006$ obtenue pour ^{122}Te . Par contre, ce modèle de couplage faible ne peut expliquer les résultats relatifs à l'isotope ^{125}Te : trois niveaux sont excités ; les probabilités réduites de désexcitation diffèrent de celles

mesurées pour les noyaux pairs voisins.

Le tableau XIII contient les facteurs d'accélération E2 ainsi que les facteurs de retard M1 déduits des expériences. Il met en évidence la différence de comportement des deux isotopes ^{123}Te et ^{125}Te :

- Dans ^{123}Te , seule la transition entre chacun des deux états excités (439,2 KeV, $3/2^+$ et 505,2 KeV, $5/2^+$) et le niveau fondamental $1/2^+$ présente un important facteur d'accélération E2. Les probabilités de transition réduite $B(E2; \downarrow)$ et $B(M1; \downarrow)$ de ces mêmes niveaux excités vers le premier état $3/2^+$ diffèrent peu des valeurs obtenues pour la transition $d\ 3/2 \rightarrow s\ 1/2$ déjà discutée ; la transition quadrupolaire n'est dans ce cas que très faiblement accélérée.
- Dans ^{125}Te , toutes les probabilités de transition réduites $B(E2; \downarrow)$ mesurées sont accélérées (la non connaissance du paramètre de mélange de la transition de 408 KeV, $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$ empêche de déterminer l'élément de matrice $B(E2)$ correspondant). Pour expliquer ces différences, il faut admettre que dans la fonction d'onde des niveaux concernés, le mélange de configurations varie fortement lorsque l'on passe d'un isotope à l'autre : une configuration prédomine dans la fonction d'onde des niveaux de ^{123}Te (de quasi-particule $s\ 1/2$ pour l'état fondamental, et de quasi-particule $s\ 1/2$ couplée à un phonon pour les deux états excités), tandis que plusieurs configurations ont une importance appréciable et contribuent aux probabilités de transition, dans les fonctions d'onde des états de ^{125}Te . Dans un calcul microscopique, on ne peut pas prévoir simplement quelle sera l'importance du mélange de configurations. Le terme d'interaction H_{int} entre mouvements collectif et individuel (chapitre II, formule II 13) comporte des termes

Isotope	Niveau excité	Transition E (KeV) $I\ \pi$	$\frac{B(E2)_{\text{exp}}}{B(E2)_{\text{SP}}}$	$\frac{B(M1)_{\text{exp}}}{B(M1)_{\text{SP}}}$
^{123}Te	439,2 KeV	439,2 ($3/2^+ \rightarrow 1/2^+$)	37,5	
	$3/2^+$	280,6 ($3/2^+ \rightarrow 3/2^+$)	≥ 4	$\leq \frac{1}{18}$
	505,2 KeV	505,2 ($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$)	33,5	
	$5/2^+$	346,3 ($5/2^+ \rightarrow 3/2^+$)	3,5	1/46,5
^{125}Te	443,5 KeV	443,5 ($3/2^+ \rightarrow 1/2^+$)	28,5	
	$3/2^+$	408 ($3/2^+ \rightarrow 3/2^+$)		
	463,4 KeV	463,4 ($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$)	14	
	$5/2^+$	427,9 ($5/2^+ \rightarrow 3/2^+$)	105	1/100
	671,5 KeV	671,5 ($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$)	13,5	
	$5/2^+$	635,9 ($5/2^+ \rightarrow 3/2^+$)	38	1/14

Tableau XIII - Facteurs d'accélération E2 et de retard M1 déduits des expériences d'excitation coulombienne.

Etat $I \pi$	E (KeV) Expérience	E(KeV) KISSLINGER SORENSEN	$C_{1/2 \ 00}$	$C_{3/2 \ 00}$	$C_{5/2 \ 00}$	$C_{7/2 \ 00}$	$C_{11/2 \ 00}$	$C_{1/2 \ 12}$	$C_{3/2 \ 12}$	$C_{5/2 \ 12}$	$C_{7/2 \ 12}$	$C_{11/2 \ 12}$
$\frac{1}{2}^+$	0	0	0,7404						0,4297	0,4393		
$\frac{3}{2}^+$	35,5	47		0,8708				-0,3199	-0,1156	-0,1207	0,2553	
$\frac{11}{2}^-$	144,9	298					0,9399					0,1906
$\frac{3}{2}^+$	443,5	659		-0,1481				-0,4268	0,7826	-0,0470	-0,0704	
$\frac{5}{2}^+$	463,4	366			0,4265			0,6535	0,2299	0,3071	0,1176	
$\frac{7}{2}^+$	636,0	424				0,5933			0,5868	-0,1079	0,4408	
$\frac{7}{2}^+$	642,1	834				-0,3148			0,6893	-0,0072	-0,4698	
$\frac{5}{2}^+$	671,3	713			0,0339			-0,3015	0,8494	0,0462	0,1219	

Tableau XIV - Principales composantes de la fonction d'onde des premiers niveaux excités du ^{125}Te , d'après KISSLINGER et SORENSEN.

qui varient peu avec la masse du noyau $[\chi K(\omega, G, \epsilon_j)]$. Il contient aussi des facteurs $f_{jj'}$ qui dépendent des états jj' considérés ; $f_{jj'}$ est notamment proportionnel à $(U_{jj'} - V_{jj'})$ et peut être sensible au nombre de nucléons. L'effet des différents éléments de matrice de H_{int} ne peut être évalué qu'après un calcul complet.

Les calculs de KISSLINGER et SORENSEN ne rendent pas compte de ces variations : en ce qui concerne l'état fondamental, seule la configuration comportant un phonon couplé à l'état $3/2+$ possède une amplitude environ deux fois plus grande dans ^{125}Te que dans ^{123}Te . Pour les niveaux de plus haute énergie, nous ne connaissons les principales composantes des fonctions d'onde que pour l'isotope ^{125}Te : elles sont contenues dans le tableau XIV. Ces données ont été utilisées pour calculer les probabilités de transition réduites qui, dans le tableau XV, sont comparées aux valeurs expérimentales que nous avons obtenues. Si dans quelques cas l'accord s'avère satisfaisant, les valeurs calculées ne reproduisent pas l'ensemble des résultats expérimentaux : les désaccords essentiels concernent les transitions de 443,5 KeV ($3/2+ \rightarrow 1/2+$) ; de 427,9 KeV ($5/2+ \rightarrow 3/2+$) et de 671,5 KeV ($5/2+ \rightarrow 1/2+$), pour lesquelles le facteur d'accélération calculé est trop faible. D'après le tableau XIV, les niveaux de 443,5 KeV et 671,5 KeV résulteraient essentiellement du couplage du premier niveau $3/2+$ avec un phonon, alors qu'en réalité le mélange de configurations est plus complexe.

Les valeurs expérimentales du facteur d'accélération E2 et du facteur de réduction M1 de la transition de 427,9 KeV (tableau XIII) paraissent importantes. Elles ont été obtenues en prenant la valeur du paramètre de mélange déduite de la mesure d'électrons de conversion (14) soit 50 % E2, 50 % M1. Les mesures de distribution angulaire des γ émis par des noyaux orientés (31, 32) sont compatibles avec deux valeurs du mélange : 50 % E2, 50 % M1 en accord avec le résultat précédent, et 22 % E2, 78 % M1. Ce dernier mélange conduit à des facteurs d'accélération E2 et de retard M1 égaux respectivement à 46 et 64.

Les valeurs calculées pour les probabilités de transition réduites $B(M1)$ sont inférieures aux valeurs expérimentales dans le cas où celles-ci ont pu être déterminées. Plusieurs éléments de matrice sont à prendre en considération pour chaque transition. Le calcul montre que les contributions collectives et les contributions individuelles sont comparables. Le tableau XVI donne le détail des différents éléments de matrice pour la transition de 427,9 KeV. Ces composantes se compensent partiellement, ce qui explique le facteur de réduction important obtenu.

Le caractère collectif des niveaux discutés ci-dessus entraîne aussi comme conséquence que les désintégrations β ou capture électronique qui les nourrissent sont ralenties. Il en résulte une augmentation des $\log ft$ de 1 à 2 unités par rapport aux valeurs correspondant à des transitions permises. Ce comportement s'observe de façon générale pour tous les noyaux impairs de cette région. Alors que les probabilités d'excitation réduite $B(E2; \uparrow)$ des deux niveaux $5/2+$ de 463,4 et 671,3 KeV de l'isotope ^{125}Te sont sensiblement égales, on note une appréciable différence des $\log ft$ des transitions β issues de ^{125}Sb vers ces états excités (8,0 et 6,8 respectivement). Ces deux états se différencient aussi par réactions (d,p) : le facteur spectroscopique $S = 0,053$ du niveau de 671,3 KeV met en évidence dans sa fonction d'onde une composante (tout de même assez faible) de la configuration à une quasi-particule d $5/2$. Les sections efficaces des réactions $^{124}\text{Te} (d,p)$ conduisant aux niveaux de 443,5 et 463,4 KeV sont d'un ordre de grandeur plus faibles, et les deux niveaux du ^{123}Te discutés ci-dessus n'ont pas été peuplés (55) par réaction $^{122}\text{Te}(d,p)$. Ceci confirme encore leur nature collective.

E(KeV) du niveau	Transition E(KeV) $I\pi$	B(E2 ; ↓) exp	B(E2 ; ↓) KS	B(M1 ; ↓) exp	B(M1 ; ↓) KS
443,5 $\frac{3}{2}^+$	443,5 ($\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$) 408,5 ($\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$)	0,105	0,01 0,044		0,027 0,023
463,4 $\frac{5}{2}^+$	463,4 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$) 427,9 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$)	0,053 0,11	0,043 0,004	0,014	0,0020
671,5 $\frac{5}{2}^+$	671,5 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$) 635,9 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$) 227,5 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$) 207,6 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$)	0,05 0,04	0,004 0,05 0,0015 0,00012	0,10	0,013 0,41 0,065

Tableau XV - Comparaison des valeurs expérimentales et des valeurs calculées à partir des fonctions d'onde de KISSLINGER et SORENSEN des probabilités de transition réduites B(E2) (exprimées en unité $e^2 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$) et B(M1) (exprimées en unité $\frac{e\hbar}{2mc}$)²).

Composante du niveau $\frac{5}{2}$	$C_{5/2 \ 00}$	$C_{1/2 \ 12}$	$C_{3/2 \ 12}$	$C_{5/2 \ 12}$	$C_{7/2 \ 12}$	$C_{5/2 \ 12}$	$C_{3/2 \ 12}$	TOTAL
Composante du niveau $\frac{3}{2}$	$C_{3/2 \ 00}$	$C_{1/2 \ 12}$	$C_{3/2 \ 12}$	$C_{5/2 \ 12}$	$C_{7/2 \ 12}$	$C_{3/2 \ 12}$	$C_{5/2 \ 12}$	
Elément de matrice	1,4	-1,37	-0,09	-0,17	0,096	-0,121	0,03	-0,223

Tableau XVI - Détail du calcul de la probabilité de transition réduite B(M1;↓) pour la transition de 427,9 KeV ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$).

V. 3 - 2 - Autres niveaux collectifs

Il n'a pas été possible de mesurer des probabilités de transition dans les isotopes plus légers étudiés. Cependant, les rapports d'embranchement observés, ainsi que les $\log ft$ permettent de supposer que les niveaux de la figure 23 reliés par un trait ont des propriétés semblables à celles des niveaux de ^{123}Te précédemment discutés. Les calculs de KISSLINGER et SORENSEN prévoient l'existence de tels niveaux, et indiquent une variation de leur énergie en fonction du nombre de neutrons qui reproduit qualitativement les résultats expérimentaux. Une étude récente (56) des réactions $^{114}\text{Sn}(\alpha, n)$ et $^{115}\text{Sn}(\alpha, 2n)$ a confirmé l'existence du niveau de 274,4 KeV mis en évidence dans ^{117}Te

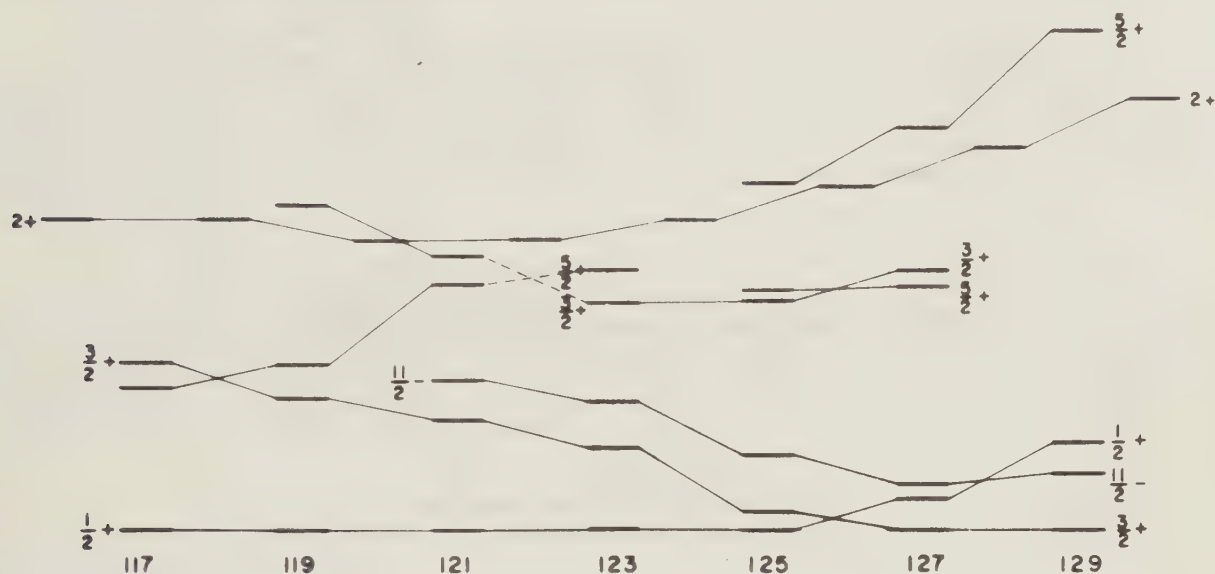


Fig. 23 - Niveaux de basse énergie de plusieurs isotopes de tellure de masse impaire.

par nos expériences de spectroscopie. Il se désexcite vers l'état fondamental $1/2+$ par une transition E2 et possède donc vraisemblablement un spin et une parité $5/2+$.

D'autres niveaux, qui n'ont pas été nourris par les expériences d'excitation coulombienne, possèdent aussi, vraisemblablement, un caractère collectif : les deux états $7/2+$ de ^{125}Te , les niveaux de 687,7 KeV ($3/2+$), 697,1 KeV ($7/2+$) dans ^{123}Te et de 443,1 KeV ($3/2+$ ou $5/2+$), 682,8 KeV et 810,6 KeV dans ^{121}Te . Tous ces états excités sont nourris par des désintégrations β possédant un $\log ft$ voisin de 7, donc ralenties par rapport à des transitions permises. Les données expérimentales relatives à ces états excités sont encore insuffisantes pour que l'on puisse préciser leur nature.

V.4 - COMPARAISON GLOBALE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DES CALCULS THEORIQUES

Les figures 24 et 25 regroupent un ensemble de résultats relatifs aux isotopes de masse 123 et 125. Les niveaux (a) obtenus par réaction (d,p) s'accordent avec ceux déduits des expériences de spectroscopie précédemment décrites (b). On peut les comparer aux schémas de niveaux calculés par GLENDENNING (c) et par KISSLINGER et SORENSEN (d). La figure 24e résulte d'un calcul effectué par KISSLINGER et KUMAR (65), dont la méthode est expliquée plus loin.

Un trait relie les niveaux expérimentaux et théoriques de mêmes

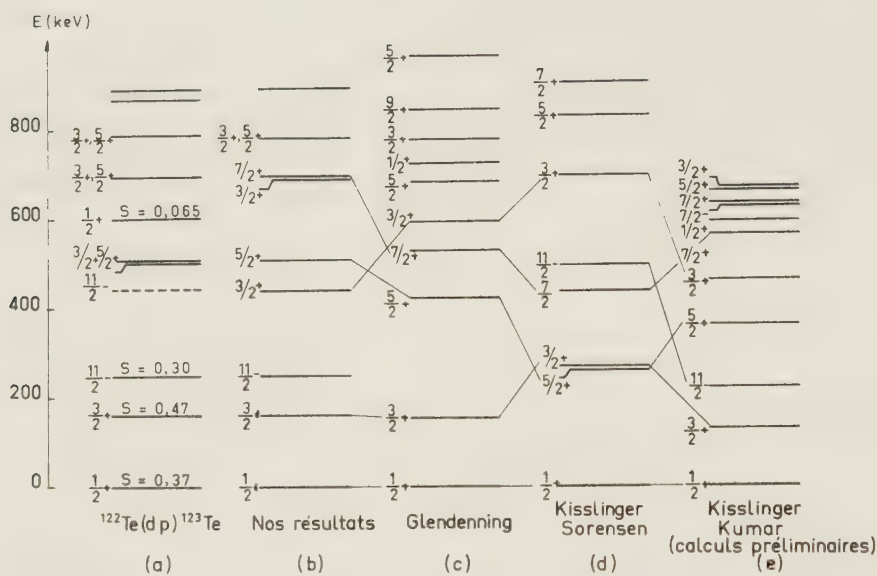


Fig. 24 - Niveaux excités de ^{123}Te obtenus :
a) par réaction (d,p)
b) à partir de la désintégration de ^{123}I
c-d-e) par différents calculs.

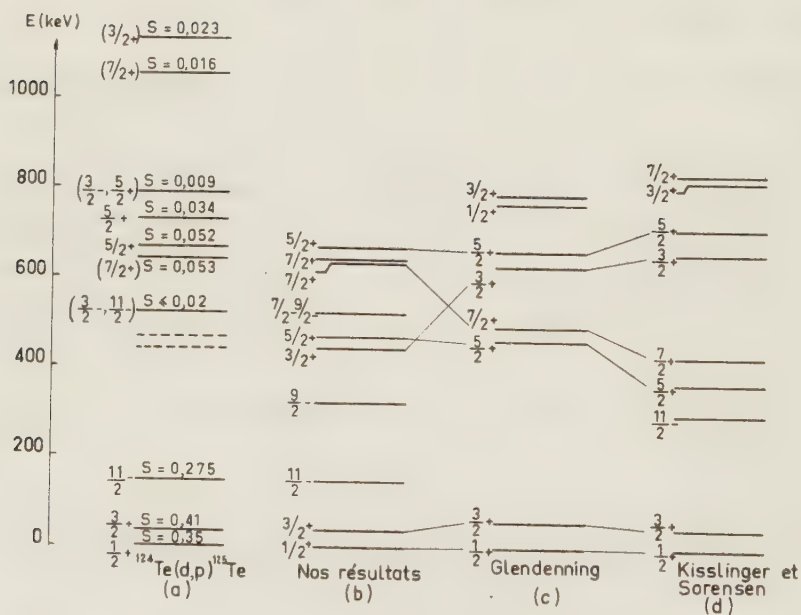


Fig. 25 - Niveaux excités de ^{126}Te obtenus :
a) par réaction (d,p)
b) à partir de la désintégration de ^{126}Sb
c-d) par différents calculs.

caractéristiques . A l'exception des niveaux de parité négative qu'il ne peut reproduire compte-tenu des hypothèses de départ, le calcul de GLENDENNING retrouve mieux la succession des états excités que les résultats de KISSLINGER et SORENSEN, lesquels diffèrent parfois de 300 KeV des valeurs expérimentales.

Nous avons vu, que si les calculs de KISSLINGER et SORENSEN rendent compte qualitativement des propriétés des noyaux, ils sont souvent en défaut lorsque l'on effectue une comparaison quantitative plus poussée. Tout en restant dans le cadre de ce modèle, on peut espérer améliorer l'accord avec les résultats expérimentaux, d'une part grâce à un choix plus judicieux des énergies de particules indépendantes ϵ_j , d'autre part en adoptant une meilleure description des excitations collectives du coeur.

V. 4 - 1 - Nous avons souligné le désaccord entre expérience et théorie relatif au facteur spectroscopique du premier niveau $1/2+$ et à la probabilité de transition réduite $B(E2; 3/2+ \rightarrow 1/2+)$ entre premier état excité et état fondamental. Ces grandeurs dépendent fortement des paramètres d'occupation U_j , eux mêmes très sensibles aux valeurs des ϵ_j . Ces dernières ne peuvent être déduites de l'expérience dans le cas des noyaux étudiés. Il est possible d'en calculer des valeurs approchées par la méthode de HARTREE-FOCK.

V. 4 - 2 - On peut améliorer la description des excitations collectives, jusqu'à présent identifiées à des oscillations harmoniques. En introduisant un terme anharmonique dans l'Hamiltonien d'un noyau pair (ou du coeur pair d'un noyau de masse impaire), il devient possible de rendre compte du moment quadrupolaire non nul mesuré pour le premier niveau $2+$ de plusieurs noyaux sphériques, ainsi que des valeurs obtenues pour les probabilités de transition réduites $B(E2; 2'+ \rightarrow 0+)$ et $B(M1; 2'+ \rightarrow 2+)$. Il en résulte aussi une amélioration des résultats que l'on peut calculer pour les noyaux de masse impaire.

Les termes anharmoniques de l'Hamiltonien provoquent un mélange des états de phonons. La fonction d'onde des états collectifs s'exprime alors (65) sous la forme d'une combinaison (rapidement convergente) d'états à plusieurs phonons. Soit, pour l'état fondamental $0+$:

$$|0+> = [a_0 + a_1 (B^+B^+) + a_2 (B^+B^+B^+) + \dots] |\Psi_0>$$

et pour le premier état excité $2+$:

$$|2+> = [b_0 B^+ + b_1 (B^+B^+) + b_2 (B^+B^+B^+) + \dots] |\Psi_0>$$

Le calcul du recouvrement de ces fonctions d'onde avec les fonctions d'onde numériques obtenues par KUMAR et BARANGER (66) permet de mesurer la validité de l'approximation que constituent les développements ci-dessus. Dans le cas du ^{196}Pt , BARANGER et KUMAR ont trouvé que les trois premiers termes du développement représentent 99 % de la fonction d'onde pour l'état fondamental et 97 % pour le premier état excité.

La figure 24e représente les résultats d'un calcul préliminaire effectué par KISSLINGER et KUMAR sur l'isotope ^{123}Te . Dans ce calcul, les coefficients a_i et b_i sont considérés comme des paramètres. Les valeurs utilisées ($a_1/a_0 = b_1/b_0 = -1/3$, $c_1/c_0 = 1/3$) ne sont pas nécessairement celles qui donnent un accord optimum. Elles ont été choisies parce qu'elles conduisent à une bonne valeur du moment quadrupolaire du premier niveau $2+$ de ^{124}Sn . La séquence des niveaux obtenus pour ^{123}Te reproduit les résultats expérimentaux beaucoup mieux que les calculs antérieurs. Des améliorations du même ordre sont observées pour des isotopes voisins du tellure ou de l'étain. Dans ces calculs, les énergies ϵ_j des états de neutrons, ainsi que les constantes d'interaction G et χ ont été aussi légèrement modifiées, mais la raison essentielle de l'amélioration réside dans le nouveau traitement des phonons : avec les nouvelles valeurs des paramètres ϵ_j , G et χ , mais sans mélange de phonons, l'état isomérique $11/2-$ reste toujours situé à une trop grande énergie (440 KeV au-dessus du fondamental $1/2+$) et le second niveau $3/2+$

se trouve encore au-dessus du premier $7/2+$.

Cette méthode améliore donc l'accord entre les valeurs mesurées et calculées des énergies de niveaux. Elle ne peut évidemment pas prévoir l'existence des niveaux à parité négative (interprétés comme des états à trois quasi-particules) puisque le schéma de couplage demeure identique à celui utilisé par KISSLINGER et SORENSEN.

V. 5 - COMPARAISON DES PROPRIETES DES ISOTOPES DE MASSE IMPAIRE D'ETAIN DE TELLURE ET DE XENON

Sur la figure 26 sont regroupés les états de plusieurs isotopes de masse impaire d'étain (a), de tellure (b) et de xénon (c). Le premier état $2+$ des isotopes pairs est également représenté.

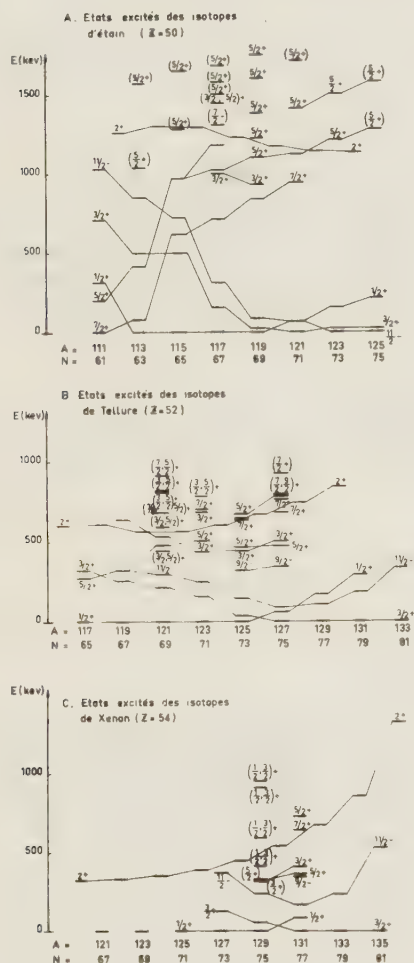


Fig. 26 - Systématique des niveaux excités d'isotopes d'étain (A), de tellure (B) et de xénon (C).

Les premiers niveaux excités de l'étain sont essentiellement des niveaux à une quasi-particule, comme le confirment les réactions (d,p) (67). Cette composante individuelle apparaît aussi comme la plus importante dans les calculs effectués sur ces noyaux : SORENSEN (68) considère un couplage intermédiaire entre les composantes individuelles et collectives, et obtient des amplitudes supérieures à 0,9 pour les états s $1/2$, d $3/2$ et h $11/2$ dans tous les isotopes considérés, et pour les états g $7/2$ et d $5/2$ dans les isotopes de masse inférieure à 117. KUO, E. et M. BARANGER (69) décrivent les niveaux de ces noyaux par des configurations à 1 et à 3 quasi-particules ; le poids de ces dernières reste très faible (quelques %) pour les niveaux d'énergie inférieure à 800 KeV ; ces configurations interviennent néanmoins en abaissant l'énergie des états par rapport aux prévisions à une quasi-particule pure. L'énergie des niveaux $7/2+$ et $5/2+$ augmente rapidement avec le nombre de neutrons. Pour les isotopes de masse supérieure à 117, les états g $7/2$ et d $5/2$ sont fortement mélangés, de sorte qu'il devient difficile d'interpréter les nombreux niveaux $5/2+$ situés entre 1 et 2 MeV, et dont on connaît mal les composantes de la fonction d'onde. Les expériences d'excitation coulombienne (70) réalisées sur les isotopes stables de masse 117 et 119 révèlent la nature collective des niveaux de 1004,5 KeV ($3/2+$) et 1020,2 KeV ($5/2+$) dans le premier noyau ; plusieurs niveaux sont excités dans le second isotope, la plus grande probabilité d'excitation étant obtenue pour l'état $3/2+$ de 922 KeV. On observe donc une différence entre ces deux isotopes analogue à celle décrite pour les noyaux ^{123}Te et ^{125}Te . Comme dans ce dernier cas, l'intervalle d'énergie entre les états individuels s $1/2$ et d $3/2$ devient très faible dans ^{119}Sn .

Les résultats expérimentaux sont moins nombreux en ce qui concerne les isotopes de masse impaire du xénon. Les schémas de niveaux des noyaux ^{129}Xe et ^{131}Xe ont été établis à partir de la désintégration de ^{129}Cs et ^{131}I (63). La différence du moment angulaire de l'état fondamental de l'émetteur ($1/2+$ et $7/2+$ respectivement) explique la présence de plusieurs

états excités de spin $1/2$ ou $3/2$ dans le premier cas, et $5/2$ ou $7/2$ dans le second.

La figure 26 fait apparaître une analogie dans les états de basse énergie des différents noyaux. La position relative des niveaux $1/2+$ et $3/2+$ évolue de la même manière quand le nombre de neutrons augmente. Toutefois, quelques différences révèlent l'influence du nombre croissant de protons lorsque l'on passe de l'étain au tellure et au xénon.

- L'énergie du premier état excité des isotopes pairs diminue ; pour une valeur donnée du numéro atomique, cette énergie présente un maximum pour les isotopes les plus légers de l'étain et du tellure possédant 64 neutrons. On n'observe pas cette remontée pour ^{120}Xe . Les isotopes du xénon très déficients en neutrons sont situés à la lisière d'une zone de déformation.
- Le niveau $11/2-$ devient l'état fondamental dans les isotopes ^{123}Sn et ^{125}Sn , alors qu'il possède toujours une énergie plus grande que celle de l'état $3/2+$ dans les noyaux de tellure et de xénon. Les calculs de KISSLINGER et SORENSEN prévoient l'état $11/2-$ à une énergie supérieure à celle du niveau $3/2+$, y compris pour tous les isotopes de l'étain. Les travaux de KUO et BARANGER (69) relatifs à ces derniers noyaux donnent le même résultat, en contradiction avec l'expérience.
- Alors qu'un niveau à parité négative $9/2-$ (interprété comme un état à trois quasi-particules $h\ 11/2$) existe dans les isotopes ^{125}Te et ^{127}Te et ^{131}Xe , il n'a pu être mis en évidence dans aucun isotope de l'étain. Pourtant, un tel état est prévu théoriquement (69), à une énergie d'environ 600 KeV supérieure à celle de l'état de quasi-particule $11/2-$, pour les isotopes d'étain de masse 117 à 125; la composante essentielle de sa fonction d'onde est la configuration à 3 quasi-particules $h\ 11/2$. Il se peut qu'un tel état existe, mais n'ait pu être établi expérimentalement.

VI - CONCLUSION

L'étude des isotopes du tellure de masse impaire comprise entre 117 et 125 permet de dégager une certaine ligne de continuité pour les niveaux de basse énergie $1/2+$, $3/2+$ et $11/2-$, qui se comportent essentiellement comme des états à une quasi-particule. Plusieurs états excités d'énergie comprise entre 400 et 800 KeV possèdent un caractère collectif ; l'étude par excitation coulombienne de ^{123}Te et ^{125}Te , associée à des mesures de corrélations angulaires γ - γ dans ^{123}Te , a mis en évidence une discontinuité assez nette des propriétés collectives de certains niveaux pour ces deux isotopes.

Les calculs développés sur ces noyaux les considèrent comme formés d'un coeur pair présentant des états de vibrations harmoniques couplés aux états du nucléon célibataire. La description microscopique de ce modèle réalisée par KISSLINGER et SORENSEN ne reproduit que qualitativement l'allure des phénomènes observés : elle ne permet pas de retrouver avec précision la succession et l'espacement des niveaux, les facteurs spectroscopiques, les probabilités de transition. Une amélioration peut résider d'une part dans le choix de valeurs plus réalistes des énergies de particules indépendantes, d'autre part dans une meilleure description des excitations collectives, notamment par l'introduction d'un terme d'anharmonicité dans l'Hamiltonien.

REFERENCES

- 1 - A. BOHR and B.R. MOTTELSON, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Met. fys. Medd. 27, n°16 (1953)
- 2 - P.H. STELSON and L. GRODZINS, Nucl. Data 1 (1965) 21
- 3 - J.A. COOKSON and W. DARCEY, Nucl. Phys. 62 (1965) 326
- 4 - M. SAKAI, Nucl. Phys. A 104 (1967) n°2 , 301
- 5 - J. BERGSTROM, C.J. HERRLANDER, A. KEREK and A. LUUKKO, Nucl. Phys. A 123 (1969) 99
- 6 - R.G. STOKSTAD, I. HALL, Nucl. Phys. A99 (1967) 507
- 7 - P.H. STELSON and F.K. Mc GOWAN, Phys. Rev. 121 (1961) 209
- 8 - J.M. LAGRANGE, Thèse-Paris (1969)
- 9 - N.K. GLENDENNING, Phys. Rev. 119 (1960) 213
- 10 - L.S. KISSLINGER and R.A. SORENSEN, Rev. of Mod. Phys. 35 (1963) 853
- 11 - R.C. RAGAINI, G.E. GORDON and W.B. WALTERS, Nucl. Phys. A99 (1967) 547
- 12 - B.L. COHEN, C.L. FINK and S. HINDS, Phys. Rev. 157 (1967) 1144
A. GRAUE, E. HVIDSTEN, J.R. LIEN and G. SANDVIK, Nucl. Phys. A 120 (1968) 493
- 13 - K.C. MANN, F.A. PAYNE and R.P. CHATUVERDI, Canadian Journal of Physics, vol. 42 (1964)
- 14 - E. MAJETS et Y.V. SEERGENKOV, Izv. Akad. Nauk. SSSR, 30 (1966) 1185
- 15 - S. YOSHIDA, Nucl. Phys. 38 (1962) 380
- 16 - R.A. SORENSEN, Phys. Rev. 133 (1964) 281
- 17 - R.A. SORENSEN, Phys. Rev. 132 (1963) 2270
- 18 - N. POFFE , Thèse (1964) Paris, Orsay
- 19 - J.M. LAGRANGE, G. ALBOUY, L. MARCUS, M. PAUTRAT, H. SERGOLLE et O. RAHMOUNI, Ann. Phys. t. 2 (1967) n°3
- 20 - L. MARCUS, C.R. Acad. Sc. Paris (1967)
- 21 - J. DESCHAMPS, J. C. LESCORNET et L. MARCUS, Rev. Phys. appl. n°2 (1967) 114
- 22 - α, β, γ Ray Spectroscopy, K. SIEGBAHN (1964)
- 23 - L.C. NORTHCLIFF, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963)
- 24 - K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON, A. WINTHER, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432

- 25 - K. ALDER, A. WINTHER, Kgl. Danske Vidensk. Selsk, Mat. Fys. Medd. 32 n°8 (1960)
- 26 - L.W. FAGG, E.A. WOLICKI, R.O. BONDELID, K.L. DUNNING and S. SNYDER, Phys. Rev. 100 (1955) 1299
- 27 - H. SERGOLLE, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 267 (1968) p. 1042
- 28 - G. CHANDRA and V.R. PANDHARIPANDE, Nucl. Phys. 46 (1963) 119
- 29 - C.M. LEDERER, J.M. HOLLANDER and I. PERLMAN, Table of Isotopes, 6 th. ed. (John WILEY and Sons, New-York 1967)
- 30 - T. INAMURA and S. KAGEYAMA, Congrès de Tokyo (1967)
- 31 - H.R. ANDREWS, T.F. KNOTT, B. GREENEBAUM and F.M. PIPKIN, Phys. Rev. 169 (1968) 978
- 32 - N.J. STONE, R.B. FRANKEL and D.A. SHIRLEY, Phys. Rev. 172 (1968) 1243
- 33 - Y.Y. CHU, O.C. KISTNER, A.C. LI, S. MONARO and M.L. PERLMAN, Phys. Rev. 133 (1964) 1361
- 34 - M. SCHMORAK, A.C. LI and A. SCHWARZSCHILD, Phys. Rev. 130 n°2 (1963) 727
- 35 - S.L. GUPTA, M.M. BAJAJ and N.K. SAHA, Nucl. Phys. 80 (1966) 471
- 36 - R.K. JOLLY, Phys. Rev. 136 (1964) B 683
- 37 - S.L. GUPTA, Nucl. Phys. 14 (1960) 606
- 38 - H. SERGOLLE, G. ALBOUY, J. BOULOUMIE, J.M. LAGRANGE, L. MARCUS, M. PAUTRAT, Journal de Phys. 28 (1967) 383
- 39 - R.C. RAGAINI, W.B. WALTERS, G.E. GORDON and P.A. BAEDECKER, Nucl. Phys. A 115 (1968) 611
- 40 - A. ABRAGAM and R.V. POUND, Phys. Rev. 92 (1953) 943
- 41 - N. GOLDBERG and S. FRANKEL, Phys. Rev. 100 (1955) 1350
- 42 - H. SERGOLLE, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 266 (1968) 434
- 43 - G. ANDERSON, G. RUDSTAM and G. SORENSEN, Arkiv Fysik 28 (1964) p. 37
- 44 - D. GFÖLLER, H. LANGHOFF, Zf. Phys. 211 (1968) 4
- 45 - R.L. AUBLE, W.H. KELLY and H.H. BOLOTIN, Nucl. Phys. 58, n°2 (1964) 337
- 46 - P.D. BARNES, C. ELLEGAARD, B. HERSKIND and M.C. JOSHI, Phys. Let. 23, n°4 (1966) 266
- 47 - I. LINDGREN, Table of Nuclear Spins and Moments, in α , β , γ Ray Spectroscopy, Appendix 4, K. SIEGBAHN (1964)
- 48 - G. BERZINS and W.H. KELLY, Nucl. Phys. A 92 (1967) 65
- 49 - H. SERGOLLE, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 266 (1968) 633
- 50 - J. KANTELE et al., Ann. Acad. Sci. Fennicae A VI, 259 (1967)

- 51 - H. SERGOLLE, G. ALBOUY, J.M. LAGRANGE, M. PAUTRAT et J. VANHORENBEECK, C.R. Acad. Sc. Paris, t 268 (1969) 701
- 52 - M.G. BETIGERI and H. MORINAGA, Nucl. Phys. A 95 (1967) 176
- 53 - K. WAY and M. WOOD, Phys. Rev. 94 (1954) 119.
- 54 - R.L. JOLLY, Phys. Rev. 136 (1964) B 683
 - A. GRAUE, E. JASTAD, J.R. LIEN, P. TORVUND, W.H. MOORE, Nucl. Phys. A 103 (1967) 209
 - W.H. MOORE, G.K. SCHLEGEL, S. O'DELL, A. GRAUE, J.R. LIEN, Nucl. Phys. A 104 (1967) 327
- 55 - J.R. LIEN, Communication privée
- 56 - H.F. BRINCKMANN, C. HEISER, U. HAGEMANN, Nucl. Phys. A 123 (1969) 689
- 57 - C. HOHENEMSER, R. ROSNER, Nucl. Phys. A 109 (1968) 364
 - B.V. NARASHIMA RAO, SWAMI JNANANANDA, Phys. Rev. 165 (1968) 1296
- 58 - J.S. GEIGER, R.L. GRAHAM, J. BERGSTRÖM, F. BROWN, Nucl. Phys. 68 (1965) 352
- 59 - A. ARIMA, H. HORIE, M. SANO, Progr. Theor. Phys. 17 (1957) 67
- 60 - H. IKEGAMI, T. UDAGAWA, Phys. Rev. 133 (1964) 1388
- 61 - L.S. KISSLINGER, Nucl. Phys. 78 (1966) 341
- 62 - J. KOWNACKI, J. LUDZIEJEWSKI, M. MOSZYNSKI, Nucl. Phys. A 113 (1968) 561
- 63 - G. GRAEFFE, W.B. WALTERS, Phys. Rev. 153 (1967) 1321
- 64 - A. DE SHALIT, Phys. Rev. 122 (1961) 1530
- 65 - L.S. KISSLINGER et K. KUMAR, Phys. Rev. Letter 19 (1967) 1239
- 66 - K. KUMAR et M. BARANGER, Nucl. Phys. A 92 (1967) 608
- 67 - E.J. SCHNEID, A. PRAKASH, B.L. COHEN, Phys. Rev. 156 (1967) 1316
- 68 - R.A. SORENSEN, Nucl. Phys. 25 (1961) 674
- 69 - T.T.S. KUO, E. et M. BARANGER, Nucl. Phys. 79 (1966) 513
- 70 - R.L. ROBINSON, P.H. STELSON, F.K. Mc GOWAN, J.L.C. FORD, Jr et W.T. MILNER, Nucl. Phys. 74 (1964) 281
 - P.H. STELSON, W.T. MILNER, F.K. Mc GOWAN et R.L. ROBINSON, B.A.P.S. 12 (1967) 19.

